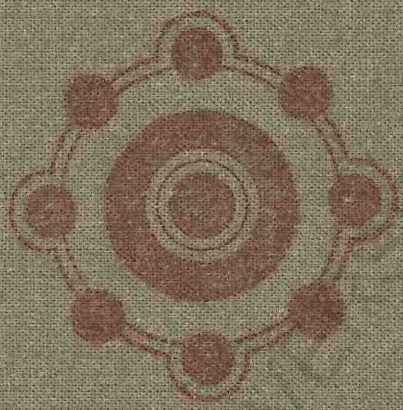


BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Cy 5042

INTRODUCERE ÎN CHIMIA FIZICĂ

Volumul I, 3

Nucleul atomic, reacții nucleare, particule elementare

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

I. G. MURGULESCU J. PĂUN

INTRODUCERE ÎN CHIMIA FIZICĂ

Volumul I, 3

Nucleul atomic, reacții nucleare, particule elementare

174793
B.C.U. - IASI

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
BUCUREȘTI, 1982

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

INTRODUCTION TO PHYSICAL CHEMISTRY

Volume I, 3

Atomic Nucleus, Nuclear Reactions, Elementary Particles

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКУЮ ХИМИЮ

Том I, 3

Атомное ядро, ядерные реакции, элементарные частицы

I 15.078
BIBLIOTECA FACULTĂȚII DE CHIMIE
T III-5042

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
R 79717, București, Calea Victoriei nr. 125

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

INTRODUCERE

Secțiunea I

STRUCTURA NUCLEULUI ATOMIC

Partea I. RADIOACTIVITATEA

Capitolul I. **Radioactivitatea naturală** 15

1. Generalități. 15
2. Radiațiile radioactive 17
3. Legea deplasării radioactive. Descoperirea izotopilor 19
4. Legea dezintegrării radioactive 23
5. Cinetica dezintegrărilor radioactive succesive 27

Capitolul II. **Transmutația nucleară artificială. Radioactivitatea artificială** . . . 36

1. Transmutația nucleară artificială 36
2. Radioactivitatea artificială 38

Partea a II-a. CARACTERIZAREA GENERALĂ A NUCLEULUI ATOMIC

Capitolul III. **Structura protono-neutronică a nucleului** 43

1. Date experimentale despre structura nucleului atomic 43
2. Structura protono-electronică a nucleului 44
3. Descoperirea neutronului 45
4. Proprietățile neutronului 48
5. Structura protono-neutronică a nucleului 50
6. Masa nucleară 54
7. Dimensiunile nucleului 58
8. Distribuția materiei nucleare 79
9. Energia de legătură nucleară 84
10. Stabilitatea nucleară 93

Capitolul IV. **Momente nucleare** 101

1. Momentul cinetic nuclear (spin nuclear) 101
2. Paritatea funcției de undă 105
3. Momente nucleare electrice și magnetice 113
   Momentul magnetic nuclear de dipol 117
   Momentul electric nuclear de cuadrupol 130
4. Structura hiperfină a spectrelor atomice 138
5. Efectul Zeeman în structura hiperfină 143

BCU IASI RALU UNIVERSITY LIBRARY

Partea a III-a. FORȚE NUCLEARE

Capitolul V. **Forțe nucleare** 149

1. Potențialul nuclear 151
2. Proprietățile generale ale forțelor nucleare 155
3. Sistemul binucleonic 156
4. Teoria elementară a deuteronului 157

Capitolul VI. **Împrăștierea binucleonică** 164

1. Secțiunea eficace de împrăștiere binucleonică 164
2. Împrăștierea neutron-proton la energii mici 167
3. Dependența de spin a forțelor nucleare 176
4. Împrăștierea neutronilor termici pe orto-para-hidrogen 177
5. Raza eficace a potențialului nuclear 182
6. Împrăștierea proton-proton la energii mici 187
7. Componenta necentrală a forțelor nucleare (forța tensorială) . . . 192

Capitolul VII. **Împrăștierea binucleonică la energii mari** 197

1. Împrăștierea neutron-proton la energii mari. Caracterul de schimb al forțelor nucleare 198
2. Împrăștierea proton-proton la energii mari 205
3. Potențialul nuclear cu miez repulsiv 206
4. Saturarea forțelor nucleare 208
5. Polarizarea prin împrăștiere elastică 213

Capitolul VIII. **Teoria mezonică a forțelor nucleare** 216

1. Mezoni μ și π 216
2. Cîmpul mezonic 219

Partea a IV-a. MODELE NUCLEARE

Capitolul IX. **Modelul gazului degenerat (Fermi)** 231

1. Formularea modelului Fermi 231

Capitolul X. **Modelul picăturii de lichid (hidrodinamic)** 234

1. Formula semiempirică a masei nucleare 235

Capitolul XI. **Modelul straturilor nucleare** 246

1. Dovezi experimentale despre existența straturilor nucleonice . . 246
2. Formularea modelului straturilor nucleare 250
3. Schema de cuplare Mayer-Jensen (cuplarea spin-orbită) 257

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. Confruntarea modelului straturilor nucleonice cu datele experimentale 269
5. Modelul uniparticulă. 280

Capitolul XII. **Modelul generalizat** 291

1. Modelul colectiv 294
2. Modelul unificat. Schema de cuplaj nuclear Nilsson 314

Partea a V-a. TEORIA DEZINTEGRĂRILOR NUCLEARE

Capitolul XIII. **Dezintegrarea alfa** 325

1. Condiția de instabilitate în raport cu dezintegrarea α 325
2. Date experimentale asupra procesului de dezintegrare alfa . . . 327
3. Teoria dezintegrării alfa 332
4. Comparație cu rezultatele experimentale 337

Capitolul XIV. **Dezintegrarea beta** 340

1. Generalități. 340
2. Date experimentale asupra procesului de dezintegrare beta . . . 345
3. Neutrinul. 349
4. Teoria dezintegrării beta 353
5. Modelul straturilor nucleonice și dezintegrarea beta 375
6. Neconservarea parității în dezintegrarea beta 377

Capitolul XV. **Radiația gamma** 384

1. Generalități. 384
2. Probabilitatea de tranziție gamma 385
3. Conversia internă 395

Capitolul XVI. **Izomeria nucleară** 400

1. Clasificarea izomerilor nucleari 401

Capitolul XVII. **Absorbția și împrăștierea la rezonanță a radiațiilor gamma. Efectul Mössbauer** 407

1. Generalități. 407
2. Emisia și absorbția radiațiilor gamma la rezonanță, fără recul. Efectul Mössbauer. 410

Secțiunea a II-a

REACȚII NUCLEARE

Capitolul XVIII. **Considerații generale asupra reacțiilor nucleare** 420

1. Definiție 420
2. Clasificarea reacțiilor nucleare 422

BCU IAȘI - CENTRALĂ UNIVERSITARĂ LIBRARY

3. Legile de conservare în reacțiile nucleare 431
4. Energia de reacție 433
5. Secțiunea eficace 435

Capitolul XIX. **Reacții nucleare la energii mici (<50 MeV). Teoria nucleului compus** 448

1. Nucleul compus 449
2. Teoria dispersiei a reacțiilor nucleare. Rezonanța nucleară . . . 459
3. Teoria statistică a reacțiilor nucleare 479

Capitolul XX. **Interacția radiațiilor gamma cu nucleul atomic** 498

1. Împrăștierea radiațiilor gamma de către nucleul atomic 498
2. Reacții fotonucleare 499

Capitolul XXI. **Modelul optic în reacțiile nucleare** 518

1. Dovezi experimentale care au sugerat introducerea modelului optic 518
2. Formularea modelului optic 521

Capitolul XXII. **Reacții nucleare cu interacție directă** 532

1. Procesul Oppenheimer — Phillips 535
2. Teoria reacțiilor de stripping 537

Secțiunea a III-a

PARTICULE ELEMENTARE

Capitolul XXIII. **Particule elementare** 552

1. Descoperirea particulelor elementare 552
2. Conceptul de particulă elementară 554
3. Clasificarea particulelor elementare 556
4. Proprietățile particulelor elementare 558
5. Antiparticule 565
6. Legi de conservare în fizica particulelor elementare 568

Capitolul XXIV. **Descrierea particulelor elementare** 576

1. Procese de interacție a particulelor elementare 576
2. Fotonul 578
3. Electronul (e^-) și pozitronul (e^+) 578

BCU IASI CENTRALA UNIVERSITARA LIBRARY

4. Neutrinul 587
5. Miuonul 588
6. Mezonii 589
7. Hiperonii 592
8. Rezonanţe 594
9. Clasificarea particulelor elementare după relaţii de simetrie . . . 595

Apendice I 601
Apendice II 602
Apendice III 603
Abstract 605

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

INTRODUCERE

În volumele I,1 și I,2 au fost menționate în repetate rînduri nucleele atomice, ca formînd corpurile centrale ale atomilor și moleculelor. Dintre proprietățile nucleelor, de o oarecare considerație s-a bucurat sarcina electrică nucleară Z, de care depinde numărul electronilor din învelișul electronic al atomului. Deoarece transformările fizico-chimice curente (spectrele atomice și moleculare, ionizarea, legătura chimică...) implică numai electronii exteriori nucleelor, acestora li s-a acordat o permanentă atenție și numai în treacăt nucleelor atomice.

Fenomenele la care participă electronii din învelișul electronic al atomilor nu sînt însă cu totul în afara influenței nucleelor atomice. Structura hiperfină a liniilor spectrale, efectul Zeeman al structurii hiperfine sînt consecințe ale influenței nucleului asupra învelișului electronic, așa cum se va arăta într-unul din capitolele din această lucrare.

În ultimele decenii, metoda de rezonanță magnetică nucleară[1], *a devenit o metodă curentă pentru studiul structurilor moleculare. Metoda implică informații privind momentele magnetice nucleare și diversele lor orientări.*

Izotopia este de asemenea un fenomen condiționat de nucleele atomice. El influențează nu numai masa atomilor, ci determină și așa-numitele diferențe izotopice[2], *care se oglindesc în constantele cinetice și de echilibru ale transformărilor chimice. La aceleași învelișuri electronice, diferența dintre nuclee determină astfel deosebiri în proprietățile chimice.*

Cea mai importantă caracteristică a nucleelor o formează energiile enorme care însoțesc transformările nucleare. Energiile degajate în procesele nucleare sînt de circa 10^6 ori mai mari decît cele ce provin din modificările păturii electronice. De aici, numeroasele aplicații ale transformărilor nucleare, care ilustrează a doua jumătate a acestui secol.

Din aceste sumare considerații reiese necesitatea studiului și cunoașterii mai de aproape de către chimiști a nucleului atomic, a proprietăților și transformărilor sale. La această necesitate ar

---

[1] Vol. I, 2, p. 500.
[2] Vol. II, 2, p. 180.

BCU LIBRARY

urma să răspundă lucrarea de față, care constituie o succintă introducere în studiul nucleului atomic. În acest domeniu s-a scris enorm de mult iar selecționarea unui material echilibrat și accesibil nu este o sarcină ușoară.

Fiind o lucrare de introducere, accentul s-a pus pe prezentarea proprietăților și transformărilor generale ale nucleului atomic. Multe chestiuni, foarte importante, a trebuit să fie omise. Formulările matematice au fost reduse, pe cît posibil, la un minim. Pentru o primă informare a chimiștilor din domeniul vast al nucleului atomic, lucrarea poate fi utilă.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Secțiunea I

STRUCTURA NUCLEULUI ATOMIC

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Partea I

RADIOACTIVITATEA

Proprietatea pe care o au nucleele unor atomi instabili de a suferi spontan dezintegrări nucleare prin emisia de particule şi cuante, trecînd într-o stare mai stabilă, se numeşte radioactivitate. Elementele chimice care au această proprietate, se numesc elemente radioactive.

Radioactivitatea este de două feluri : naturală şi artificială. Radioactivitatea naturală constă din emisia spontană de radiaţii corpusculare şi electromagnetice de către elementele radioactive naturale. A fost descoperită de H. Becquerel în anul 1896. Radioactivitatea artificială, descoperită de J. Curie şi F. Joliot în anul 1934, se produce în urma unei reacţii nucleare, prin bombardarea unor nuclee stabile cu neutroni, particule încărcate sau fotoni.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul I

RADIOACTIVITATEA NATURALĂ

1. GENERALITĂȚI

Descoperirea radioactivității naturale a constituit prima etapă importantă în cunoașterea proprietăților și structurii nucleului atomic și a urmat imediat după descoperirea radiațiilor Röntgen, în 1895, cu care stă în strînsă legătură. Încă din 1894, H. Becquerel efectuînd cercetări asupra substanțelor luminescente și ținînd seama că radiațiile Röntgen produc fluorescența sticlei, și-a pus întrebarea dacă substanțele iradiate cu lumină vizibilă nu emit apoi radiații Röntgen. În acest scop, din colecția bogată de substanțe luminescente de care dispunea, a ales alaunul de potasiu și uraniu ale cărui proprietăți chimice și optice le cunoștea foarte bine. După iradierea cristalelor la lumina solară, pentru a deveni fluorescente, le-a pus pe o placă fotografică învelită în hîrtie neagră. Developînd placa, observă că este impresionată slab în regiunea acoperită de cristale și deci, conform așteptării, alaunul de uraniu luminescent emite radiații Röntgen care pot străbate hîrtia neagră și impresiona placa fotografică. Continuînd cercetările, constată însă că și sarea de uraniu neluminescentă impresionează placa fotografică, iar alte substanțe care devin luminescente sub acțiunea radiației solare, fără să conțină uraniu (ex. sulfura de calciu), nu impresionează placa fotografică. Becquerel constată mai departe, în 1896 [1], că numai substanțele care conțin uraniu, indiferent dacă sînt sau nu iradiate la lumina solară, emit această radiație, care este o proprietate intrinsecă a elementului uraniu. Această nouă radiație (denumită la început radiație „uranică" sau „Becquerel") are proprietăți similare cu ale radiațiilor Röntgen : capacitate de penetrare prin materie, impresionarea plăcii fotografice, ionizarea aerului ș.a.

Cercetînd bogata colecție de minerale de la Muzeul de științe naturale din Paris, Marie Curie stabilește că numai mineralele care conțin uraniu și toriu au proprietatea de a emite radiații Becquerel [2]. M. Curie întreprinde ample studii asupra naturii acestor radiații și introduce, în 1898, termenul de radioactivitate. Astfel, arată că radioactivitatea compușilor de uraniu este proporțională cu conținutul în uraniu, nu depinde de condiții exterioare ca : temperatură, presiune, stare higrometrică și nu poate fi accelerată sau încetinită de agenți fizici sau chimici. Cercetînd puterea de ionizare produsă de radiațiile provenite de la diferitele minerale de uraniu, constată că pechblenda și johannita au o radioactivitate mult mai mare față de cea corespunzătoare conținutului lor de uraniu. Din încercarea de a explica acest fapt, împreună cu Pierre Curie [3], în

[1] H. Becquerel, *Compt. Rend.*, **122**, 501 (1896).

[2] Fenomenul a fost observat și de Niepce de St. Victor în 1867, care însă nu i-a acordat atenție.

[3] P. Curie, M. Curie, *Compt. Rend.*, **127**, 175, 1215 (1898).

urma unor cercetări laborioase efectuate în condiţii dificile, prelucrînd cantităţi mari de minereu, descoperă în 1898, două elemente radioactive: poloniul şi radiul, pe care le izolează şi le studiază.

Descoperirile se succed apoi uimitor de repede. În 1899, A. Debierne descoperă actiniul, iar între 1900 şi 1903 sînt puse în evidenţă emanaţiile radioactive (radon, toron, actinon). Datorită lucrărilor importante efectuate de E. Rutherford şi F. Soddy, la finele anului 1904 se cunoşteau 20 de elemente radioactive. Numărul acestora creşte la 30 în 1912, iar în prezent a ajuns la aproape 50. În tabloul I—1 sînt prezentate cîteva elemente radioactive naturale pentru care se indică timpul de înjumătăţire, natura şi energia radiaţiei emise [1]. La început fenomenul de radioactivitate a fost observat numai la elementele grele, cu $Z > 82$, care se găsesc în stare naturală (uraniu, radiu, toriu, actiniu), iar mai tîrziu şi la elementele naturale mai uşoare (potasiul, rubidiul, samariul, luteţiul, reniul ş.a.). Acestea prezintă o radioactivitate slabă.

TABLOUL I—1

Elemente radioactive naturale

Elementul radioactiv	Natura radiaţiei emise	Energia (MeV) *)	Timpul de înjumătăţire (ani)
$^{40}_{19}K$	β^- (E.C.)	1,32	$1{,}3 \cdot 10^9$
$^{50}_{23}V$	β^- (E.C.)	1,19; 2,39	$5 \cdot 10^{15}$
$^{87}_{37}Rb$	β^-	0,273	$5 \cdot 10^{10}$
$^{115}_{49}In$	β^-	0,6	$6 \cdot 10^{14}$
$^{147}_{62}Sm$	α	2,2	$1{,}3 \cdot 10^{11}$
$^{187}_{75}Re$	β^-	0,043	$4 \cdot 10^{12}$
$^{238}_{92}U$	α	4,27	$4{,}5 \cdot 10^9$
$^{235}_{92}U$	α	4,64	$7{,}1 \cdot 10^9$
$^{226}_{88}Ra$	α	4,86	1 622
$^{210}_{84}Po$	α	5,40	138,4 zile
$^{232}_{90}Th$	α	4,08	$1{,}4 \cdot 10^{10}$

*) Pentru radiaţia β, valoarea indică energia maximă.

Studiul radioactivităţii atrage tot mai mulţi cercetători din Franţa, Marea Britanie şi Germania. În 1899, Rutherford supune emisiile radioactive acţiunii cîmpului magnetic şi identifică o radiaţie încărcată pozitiv şi una încărcată negativ, cu proprietăţi asemănătoare radiaţiilor catodice. În 1900, Villard identifică o a treia componentă, nedeviată în cîmp magnetic, cu proprietăţi asemănătoare radiaţiilor Röntgen, dar mai penetrante. În ordinea creşterii capacităţii de penetrare, aceste trei componente au fost denumite radiaţii alfa, beta şi gamma. Analogia dintre proprietăţile radiaţiilor anodice, catodice şi Röntgen pe de o parte şi radiaţiile radioactive α, β şi γ, pe de altă parte, a fost recunoscută repede, putîndu-li-se stabili originea. Mai dificilă s-a dovedit a fi înţelegerea naturii proceselor care dau naştere acestor radiaţii. Imediat după descoperirea poloniului şi radiului, s-a considerat că radioactivitatea acestora este o însuşire care poate fi transferată de la un element radioactiv la oricare element cu care vine în contact: conform aşa-numitei „radioactivităţi induse". Dacă, de exemplu, într-o incintă închisă se expune un compus de radiu în care

[1] D. Strominger, J. Hollender, G. Seaborg, *Table of Isotopes, Rev. mod. Phys.*, 30, 585 (1958).

se află o substanţă oarecare, aceasta devine radioactivă. Rutherford a demonstrat inconsistenţa acestei ipoteze, dovedind că proprietăţile radioactive sînt strîns legate de substanţa radioactivă şi nu sînt transmisibile. Au fost elaborate ipoteze şi asupra sursei de energie eliberate în procesul de dezintegrare radioactivă. Măsurătorile (calorimetrice) efectuate la elementele radioactive cu viaţă foarte lungă ca : uraniu, toriu, radiu, au arătat că debitul de energie al acestora este constant, nepunîndu-se în evidenţă modificări măsurabile ale proprietăţilor lor. La elementele radioactive cu viaţă scurtă ca : poloniu, uraniu X, s-a putut constata cu uşurinţă că scăderea şi acumularea de radioactivitate se desfăşoară după o lege cantitativă bine determinată, sugerînd că sediul proceselor radioactive este nucleul atomic. Această ipoteză a căpătat treptat consistenţă, transformîndu-se în teoria actuală a tranziţiilor radioactive. În cursul unei tranziţii radioactive spontane, diferenţa dintre energia proprie iniţială şi finală a nucleului este emisă sub formă de energie purtată de radiaţiile corpusculară şi electromagnetică.

2. RADIAŢIILE RADIOACTIVE

Experienţele sistematice şi îndelungate efectuate în perioada 1900—1915, cu privire la deflecţia emisiilor radioactive în cîmp electric şi magnetic, la ionizarea produsă în gaze, la urmele lăsate în camera Wilson, au oferit valoroase informaţii pentru stabilirea proprietăţilor acestora. O contribuţie remarcabilă a adus E. Rutherford şi colaboratorii săi (F. Soddy, H. Geiger, E. Marsden, J. Chadwick, O. Hahn) prin cercetările efectuate în laboratoarele din Cambridge, Manchester şi Montreal.

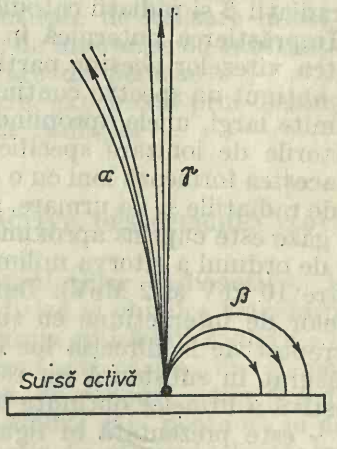


Fig. I—1. — Deviaţia radiaţiilor α, β şi γ în cîmp magnetic (perpendicular pe planul figurii).

Radiaţiile alfa. Studiul în cîmp magnetic a arătat că radiaţiile α (fig. I—1) sînt slab deviate, sub forma unui flux puţin împrăştiat, ceea ce indică omogenitatea energiei particulelor emise. Din analiza cu ajutorul spectrometrelor α de precizie a rezultat că spectrul radiaţiilor alfa este un

spectru discret. Din măsurarea raportului $\frac{e_\alpha}{m_\alpha}$ (Rutherford-Robinson, 1914) și a sarcinii electrice (Rutherford-Geiger, 1908), s-a putut determina valoarea masei, demonstrînd că radiația α este formată din atomi de heliu dublu ionizați, He^{2+}. O confirmare elegantă au adus Rutherford și Royds în 1909, prin identificarea pe cale spectrală a heliului rezultat din neutralizarea particulelor α ($He^{2+} + 2e \rightarrow He$) emise de radon [1].

Numeroase studii s-au efectuat asupra ionizării produse în gaze, exprimată prin curbele de ionizare Bragg, stabilindu-se că radiațiile α produc o densitate mare de ionizare (aproximativ 10^5 ioni pe cm). Ca urmare a numărului mare de procese de interacțiune care se produc pe unitatea de distanță străbătută, au o capacitate mică de penetrare, exprimată printr-un parcurs bine definit. În gaze, parcursul este de ordinul centimetrilor, iar în lichide și solide de ordinul micronilor. Dependența parcursului de energie este bine cunoscută experimental și se exprimă prin relația lui Geiger:

$$R = a \cdot V_0^3 \text{ (cm)} \qquad \text{(I,2—1)}$$

unde R este parcursul radiației α cu energia inițială E_0, respectiv viteza inițială V_0, iar a este o constantă de proporționalitate, a cărei valoare este dependentă de natura gazului. În aer, radiațiile α emise de elementele radioactive naturale (cu energia cuprinsă între 4 și 8 MeV) au un parcurs de 4 ÷ 8 cm, ceea ce corespunde unei viteze inițiale de ordinul 10^9 cm/s.

Radiațiile β. După sensul deviației în cîmp magnetic și electric s-a dovedit că radiațiile β transportă sarcini electrice negative, iar măsurătorile de sarcină specifică au dat valori egale cu sarcina specifică a electronului. Prin numeroase alte experiențe, s-a stabilit clar că radiațiile β sînt constituite din electroni. Identitatea spectrelor de radiații X caracteristice, excitate cu radiații β și radiații catodice, a oferit acestei concluzii o nouă confirmare. Împrăștierea puternică în cîmp magnetic a scos în evidență neomogenitatea vitezelor acestor particule. Din măsurătorile de spectrometrie β, s-a obținut un spectru continuu al distribuției vitezelor, care variază între limite largi, unele apropiindu-se foarte mult de viteza luminii.

Măsurătorile de ionizare specifică în gaze produsă de radiațiile β au arătat că acestea formează ioni cu o densitate de ionizare mai mică decît cea produsă de radiațiile α. Ca urmare, au o putere de penetrare mai mare. Parcursul în gaze este cuprins aproximativ între 1 și 100 cm, iar în lichide și solide este de ordinul a cîtorva milimetri, în funcție de valoarea energiei (cuprinsă între 10 keV și 2 MeV). Datorită masei mici a particulelor, în urma proceselor de interacțiune cu substanța străbătută, electronii sînt împrăștiați treptat de la direcția lor inițială de mișcare, din care cauză parcursul măsurat în substanță nu este egal cu distanța străbătută. O imagine sugestivă a urmelor obținute în camera Wilson la trecerea radiațiilor α, β și γ este prezentată în figura I—2.

Radiațiile γ. A treia componentă a emisiilor radioactive nu este deflectată în cîmp electric sau magnetic și are cea mai mare putere de pe-

[1] În 1895, W. Ramsey a izolat heliul, arătînd că acesta se formează în vecinătatea mineralelor ce conțin uraniu și toriu.

netrare. Paschen şi Bragg au presupus la început că aceasta este constituită din electroni de viteză foarte mare, însă imediat Rutherford şi Barkla sugerează o natură similară cu a radiaţiilor Röntgen. În 1914, Rutherford şi A.N. da C. Andrade au stabilit natura electromagnetică

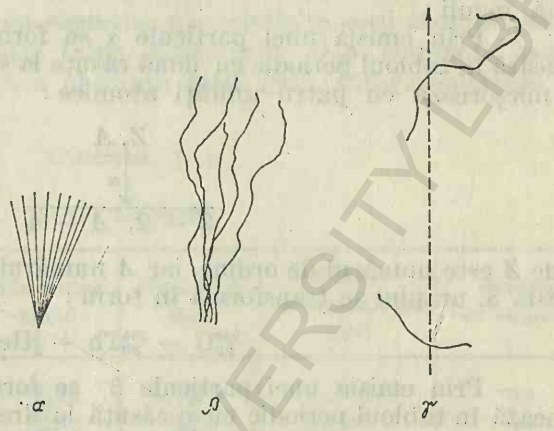


Fig. I — 2. — Forma urmelor înregistrate în camera Wilson la trecerea radiaţiilor α, β şi γ.

a radiaţiilor γ prin difracţia acestora în cristale. Măsurătorile de lungime de undă ($\lambda \simeq 0{,}1-0{,}02$ Å, corespunzător energiilor de 0,1—1 MeV) au demonstrat că sînt radiaţii electromagnetice cu frecvenţă mai mare decît a radiaţiilor Röntgen şi deci au energie mai mare. Studiile de spectrometrie γ au arătat că radiaţiile γ sînt emise sub forma unui spectru discret de energie, ceea ce dovedeşte că nucleul are stări energetice discrete. Radiaţia γ însoţeşte, de regulă, emisia de radiaţii corpusculare (α sau β).

Măsurătorile de ionizare produsă de radiaţiile γ au stabilit că acestea au o putere mică de ionizare (densitate de ionizare mică) ca urmare a valorilor mici ale secţiunilor eficace de interacţie cu substanţa (prin efectul fotoelectric, Compton şi de generare de pereche $e^- - e^+$). Din această cauză au o putere mare de penetrare, exprimată prin distanţa de înjumătăţire $x_{1/2}$, care creşte cu energia radiaţiei γ.

3. LEGEA DEPLASĂRII RADIOACTIVE. DESCOPERIREA IZOTOPILOR

După cunoaşterea naturii radiaţiilor radioactive, Rutherford şi Soddy [1] au analizat prin metode fizice şi chimice transformările pe care le suferă elementele radioactive în urma emisiei de radiaţii α şi β, elaborînd în 1903 teoria „transformării", conform căreia, un element radioactiv se dezintegrează spontan, cu emisia de radiaţii α sau β şi formarea unui nou element radioactiv. Acesta la rîndul său, poate să se dezintegreze în mod similar, rezultînd în final o serie de elemente legate genetic. În perioada 1906—1911, Soddy a întreprins numeroase studii în această direcţie, observînd că diferitele elemente radioactive rezultate din dezinte-

[1] E. Rutherford, F. Soddy, *Phyl. Mag.*, *4*, 370 (1902); *4*, 576 (1903).

grările succesive se deosebesc fizic prin proprietăţile lor de radioactivitate, dar sînt identice chimic. Aceste elemente au fost denumite de către Soddy, în 1911, izotopi, deoarece ocupă acelaşi loc în sistemul periodic al elementelor. După acumularea mai multor rezultate experimentale, Soddy, Fajans şi Russell, în 1913, formulează legea dezintegrării radioactive care conţine două reguli :

— Prin emisia unei particule α se formează un element care se situează în tabloul periodic cu două căsuţe la stînga, iar numărul de masă se micşorează cu patru unităţi atomice :

$$\begin{array}{c} Z, A \\ \hline \downarrow \alpha \\ \hline Z-2,\ A-4 \end{array}$$

unde Z este numărul de ordine, iar A numărul de masă. De exemplu, prin emisia α, uraniul se transformă în toriu :

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\mathrm{Th} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

— Prin emisia unei particule β^- se formează un element care se situează în tabloul periodic cu o căsuţă la dreapta, dacă nucleul emite o sarcină negativă; ambele elemente au acelaşi număr de masă, dar sînt diferite chimic :

$$\begin{array}{c} Z, A \\ \hline \downarrow \beta^+ \\ \hline Z-1,\ A \end{array} \qquad \begin{array}{c} Z, A \\ \hline \downarrow \beta^- \\ \hline Z+1,\ A \end{array}$$

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne} + \beta^+ \qquad {}^{234}_{90}\mathrm{Th} \rightarrow {}^{234}_{91}\mathrm{Pa} + \beta^-$$

Este posibilă şi emisia de particule pozitive β^+, prin care se formează un element, situat în tabloul periodic cu o căsuţă la stînga. La fel şi în acest caz, ambele elemente au acelaşi număr de masă, dar sînt diferite chimic. Acest mod de dezintegrare a fost pus în evidenţă odată cu realizarea radioactivităţii artificiale.

Serii radioactive. Lucrările laborioase de separare chimică, identificare şi studiere a proprietăţilor radioactive ale elementelor radioactive au permis gruparea lor în mai multe serii. Se numeşte serie radioactivă, un ansamblu de elemente radioactive naturale care derivă unele din altele prin dezintegrare α şi β. Seria începe cu un element radioactiv iniţial, cu timpul de înjumătăţire cel mai lung şi se termină cu un element chimic stabil. În natură se cunosc trei serii radioactive care încep cu uraniul ($^{238}_{92}$U), toriul ($^{232}_{90}$Th) şi actiniul ($^{235}_{92}$U) şi se termină cu izotopi stabili ai plumbului : ^{206}Pb, ^{208}Pb, şi ^{207}Pb. Fiecare serie conţine şi un gaz inert radioactiv (emanaţia) : radon, toron, actinon. Deşi seria actiniului conţine ^{227}Ac, astăzi este stabilit că elementul generator este un izotop al uraniului ^{235}U, numit şi actinouraniu (AcU). Fiecare serie este caracterizată prin faptul că numerele de masă ale membrilor săi satisfac formula :

$4n$, pentru seria toriului (^{232}Th)
$4n+2$, „ „ uraniului (^{238}U)
$4n+3$, „ „ actiniului (^{235}U)

unde n este un număr întreg. De exemplu: pentru seria $4n$: ^{232}Th, $232 = 4 \times 58$ pentru seria $4n + 2$: ^{238}U, $238 = 4 \times 59 + 2$; pentru seria $4n + 3$: ^{235}U, $235 = 4 \times 58 + 3$. În tabloul I—3 sînt indicate cîteva caracteristici ale celor trei serii radioactive. Cea de a patra serie, $4n + 1$, a neptuniului, nu se găseşte în natură. Ea a fost realizată artificial prin reacţii nucleare cu elemente ale celorlalte serii radioactive, începînd cu anul 1935, de către Iréne Joliot-Curie. Date complete asupra membrilor acestei serii au fost obţinute după 1947. Cîteva elemente importante sînt: $^{233}_{92}U$, franciul $^{221}_{87}Fr$, astatiniul $^{217}_{85}At$. În tablourile I—3 şi I—4 sînt indicate elementele radioactive, modurile de dezintegrare şi timpii de înjumătăţire, din seria uraniului şi actiniului. În figura I—3 sînt reprezentate schemele de dezintegrare pentru toate elementele radioactive din cele patru serii radioactive în diagrama $N - Z$ (N: numărul de neutroni, Z: numărul de protoni).

TABLOUL I—2

Seriile radioactive

Seria	Numărul de masă, A	Elementul iniţial	Elementul final	Timpul de înjumătăţire (ani)	Numărul de elemente
Toriul	$4n$	$^{232}_{90}Th$	$^{208}_{82}Pb$	$1{,}3 \cdot 10^{10}$	14
Neptuniul	$4n + 1$	$^{237}_{93}Np$	$^{209}_{83}Bi$	$2{,}2 \cdot 10^{6}$	13
Uraniul	$4n + 2$	$^{238}_{92}U$	$^{206}_{82}Pb$	$4{,}5 \cdot 10^{9}$	18
Actiniul	$4n + 3$	$^{235}_{92}U$	$^{207}_{82}Pb$	$7{,}18 \cdot 10^{8}$	15

Conform legii deplasării radioactive, în această diagramă, printr-o tranziţie α, N şi Z scad cu cîte două unităţi, iar printr-o tranziţie β^-, N scade cu o unitate, iar Z creşte cu o unitate. Ţinînd seama de faptul că elementele cu $Z > 84$ ($A > 210$) sînt instabile, din analiza schemelor de dezintegrare se observă că tranziţiile α succesive spre stînga, deplasează elementul format spre forme stabile, dar cu o depărtare prea mare de la linia de stabilitate nucleară

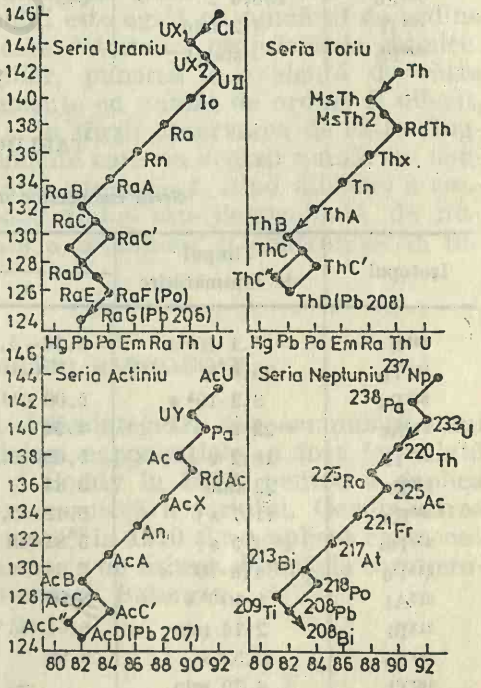


Fig. I—3. — Schemele de dezintegrare nucleară ale seriilor radioactive.

TABLOUL I—3

Seria radioactivă a uraniului $4n + 2$

Izotopul	Timpul de înjumătățire	Energia radiației emise (MeV)		
		α	β	γ
^{238}U	$4{,}5 \cdot 10^9$ a	4,2	—	0,048
^{234}Th	24,1 z	—	0,19 (65%)	0,029 ; 0,063 ; 0,091
^{234}Pa	1,18 min	—	2,31 (90%)	0,75 ; 1,00
^{234}Pa	6,66 h	—	1,13	0,043 ; 0,8 ;
^{234}U	$2{,}35 \cdot 10^5$ a	4,76 (72%)	—	0,051
^{230}Th	$8{,}0 \cdot 10^4$ a	4,68 (76%)	—	0,067
^{226}Ra	1620 a	4,77 (94,3%)	—	0,188
^{222}Rn	3825 z	5,48	—	—
^{218}Po	3,05 min	6,00	—	—
^{218}At	1,3 s	6,65	—	—
^{218}Rn	$1{,}9 \cdot 10^{-2}$ s	7,13	—	0,61
^{214}Pb	26,8 min	—	0,59 (56%)	0,24 ; 0,30 ; 0,35 ;
^{214}Bi	19,9 min	5,5	1,51 (40%)	0,61 ; 1,12 ; 1,76
^{214}Po	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$ s	7,68	—	—
^{210}Tl	1,3 min	—	1,96 (0,04%)	0,047
^{210}Pb	21 a	—	0,017 (85%)	0,047
^{210}Bi	5 z	5,6 (10^{-4})	1,17	—
^{210}Po	138,4 z	5,3	—	0,8 (10^{-3}%)
^{206}Tl	4,2 min	—	1,51 (10^{-4}%)	—
^{206}Pb	stabil			

TABLOUL I—4

Seria radioactivă a actiniului $4n + 3$

Izotopul	Timpul de înjumătățire	Energia radiației emise (MeV)		
		α	β	γ
^{235}U	$7{,}1 \cdot 10^8$ a	4,18—4,56	—	0,185 (55%)
^{231}Th	25,6 h	—	0,30	0,084
^{231}Pa	$3{,}3 \cdot 10^4$ a	5,00 (24%)	—	0,027 ; 0,29
^{227}Ac	22 a	4,94	0,04 (99%)	—
^{227}Th	18,2 z	5,69—6,03	—	0,05 ; 0,24
^{223}Fr	22 min	5,34	1,15 (1%)	0,05 ; 0,8; 0,21; 0,31
^{223}Ra	11,7 z	5,42—5,74	—	0,12—0,34
^{219}Rn	3,9 s	6,81 (82%)	—	0,27 ; 0,40
^{215}Po	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$ s	7,36	—	—
^{215}At	$1 \cdot 10^{-4}$ s	8,00	—	—
^{211}Bi	2,16 min	6,61 (83%)	—	0,35
^{211}Po	0,52 s	6,90	—	0,57 ; 0,89
^{207}Tl	4,79 min	—	1,44	—
^{207}Pb	stabil			

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

(vezi tabloul III—10). Tranziția β^- apare în acest caz, pentru a apropia elementele de linia de stabilitate nucleară.

Avînd în vedere timpul de înjumătățire foarte mare al elementelor radioactive naturale care formează capul seriilor radioactive, prin măsurarea cantităților de element radioactiv inițial și element stabil final, care se găsesc în scoarța pămîntului, este posibil să se aprecieze vîrsta pămîntului. Astfel, din determinările experimentale în sistemele: $^{238}_{92}U \rightarrow {}^{206}_{82}Pb$, $^{235}_{92}U \rightarrow {}^{207}_{82}Pb$, $^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{18}Ar$ ș.a., geocronologia a putut calcula vîrsta pămîntului.

Prima verificare experimentală a existenței izotopilor a fost oferită de măsurătorile de greutăți atomice ale elementelor stabile finale obținute din dezintegrarea α și β a uraniului și toriului. S-a constatat că greutatea atomică a plumbului rezultat din uraniu este diferită de cea a plumbului rezultat din toriu și ambele diferă de cea a plumbului natural (207,21).

Prima observație experimentală a izotopilor la elementele ușoare, care nu implică fenomenul de radioactivitate, a fost făcută de J. Thomson [1] în 1912. Prin tehnica deflecției ionilor în cîmp electric sau magnetic (parabolele Thomson) el a pus în evidență doi izotopi ai neonului cu numerele de masă 20 și 22. Perfecționarea tehnicii de lucru, care a condus la elaborarea spectrografului de masă [2], a permis lui Aston după 1919, să identifice izotopii stabili, la care a măsurat cu precizie masa pentru multe elemente ușoare.

Legea deplasării radioactive și izotopia au o profundă implicație în structura atomică și nucleară. În primul rînd oferă o verificare a legii lui Moseley, care arată că sarcina nucleului este egală cu numărul de ordine al elementului în sistemul periodic care determină proprietățile chimice. În al doilea rînd, existența izotopilor, punerea în evidență de către A. Stewart în 1918, a izobarilor (elemente cu număr de ordine Z diferit, dar cu aceeași greutate atomică A) și în sfîrșit observarea de către Guggenheimer, în 1934, a izotonilor (elemente care au același număr de neutroni, numărul de ordine Z și greutatea atomică A, fiind diferite) a consolidat treptat convingerea că radioactivitatea este determinată de nucleul atomic, de modul de combinare a protonilor și neutronilor în interiorul său.

4. LEGEA DEZINTEGRĂRII RADIOACTIVE

Expresia matematică a evoluției dezintegrării sau acumulării unui element radioactiv, sub forma unei legi exponențiale, a fost formulată pentru prima dată de Rutherford și Soddy în 1902, pentru a explica datele experimentale privind seria radioactivă a toriului. Generalizarea matematică a fost efectuată de Bateman [3] în 1910 și s-a aplicat cu succes la toate seriile radioactive și la fragmentele de fisiune. Ecuațiile corespunzătoare se cunosc sub denumirea de ecuații Bateman.

---

[1] Vol. I, 1, p. 70—71.
[2] Vol. I, 1, p. 71—73.
[3] H. Bateman, *Proc. Cambridge Phyl. Soc.*, 15, 423 (1910).

Constanta de dezintegrare radioactivă λ. Pe baza numeroaselor date experimentale, legea dezintegrării radioactive se poate formula în modul următor: probabilitatea de dezintegrare a unui element radioactiv, în unitatea de timp, este aceeaşi pentru toate nucleele aceleiaşi specii şi este independentă de influenţe exterioare nucleului şi de timpul cînd a fost format. Dacă dezintegrarea are loc spontan, la fel ca descompunerea spontană a moleculelor excitate în cinetica chimică, atunci probabilitatea de dezintegrare a unui nucleu în intervalul elementar de timp dt este proporţională cu produsul $\lambda \cdot dt$, unde λ este probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp. Pentru N nuclee instabile existente la începutul intervalului de timp dt, numărul de nuclee dN dezintegrate în timpul dt devine:

$$dN = -N \cdot \lambda \cdot dt \qquad \text{(I, 4—1)}$$

care, prin integrare, conduce la legea dezintegrării radioactive:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \qquad \text{(I, 4—2)}$$

unde N_0 este numărul de nuclee în momentul iniţial la timpul $t = 0$, N este numărul de nuclee nedezintegrate la timpul t, iar λ se denumeşte constantă de dezintegrare radioactivă. Din (I, 4—1) rezultă următoarea expresie pentru λ:

$$\lambda = -\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt} = -\frac{1}{dt} \cdot \frac{dN}{N} \qquad \text{(I, 4—3)}$$

care deci reprezintă fracţiunea din masa elementului radioactiv dezintegrat în unitatea de timp. Constanta de dezintegrare radioactivă variază de la element la element în limite foarte largi, valorile extreme fiind diferite printr-un factor $> 10^{24}$, ceea ce înseamnă că ecuaţia (I, 4—2) este aplicabilă atît la procese de dezintegrare extrem de rapide, cît şi la procese foarte lente.

O mărime folosită în practică este activitatea, notată cu Λ, care exprimă numărul de dezintegrări ce au loc în unitatea de timp într-o cantitate de substanţă radioactivă:

$$\Lambda = -\frac{dN}{dt} \qquad \text{(I, 4—4)}$$

Introducînd expresia numărului de nuclee N din (I, 4—2), se obţine relaţia:

$$\Lambda = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} = \lambda \cdot N \qquad \text{(I, 4—5)}$$

Conform definiţiei, activitatea se măsoară în dezintegrări pe secundă. Această unitate este prea mică şi de aceea se foloseşte un multiplu — numit curie — definit ca activitatea radonului în echilibru radioactiv cu 1 gram de radiu (volumul de radon este 0,64 mm^3 la 0°C şi 760 mm col. Hg; masa $= 6{,}51 \cdot 10^{-6}$ g). Valoarea dată s-a schimbat cu timpul,

în funcţie de precizia cu care s-a putut determina constanta de dezintegrare a radiului. Pentru a se putea extinde şi la alte elemente radioactive care emit radiaţii α, după 1948 definiţia a căpătat o formă mai generală, reprezentînd *cantitatea de substanţă radioactivă care emite* $3{,}7 \cdot 10^{10}$ *particule* α *pe secundă* (*ca şi un gram de radiu*):

$$1 \text{ Curie} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ dezintegrări/s.}$$

Viaţă medie. Pentru un element radioactiv ce conţine un număr mare de atomi, viaţa medie τ, este raportul dintre suma vieţilor tuturor atomilor radioactivi şi numărul iniţial al atomilor:

$$\tau = \frac{\int_{N_0}^{0} t \cdot dN_t}{\int_{N_0}^{0} dN_t} = \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^{\infty} t \cdot \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t}\, dt = \int_0^{\infty} t \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt \quad \text{(I, 4—6)}$$

Prin integrare, se obţine:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad \text{(I, 4—7)}$$

ceea ce arată că viaţa medie τ este invers proporţională cu constanta de dezintegrare radioactivă. Valorile vieţilor medii ale elementelor naturale şi artificiale, sînt cuprinse într-un domeniu foarte larg, de la 10^{10} ani pînă la 10^{-6} secunde.

Timpul de înjumătăţire. O mărime frecvent utilizată pentru exprimarea vitezei de dezintegrare a unui element radioactiv este timpul de înjumătăţire $t_{1/2}$, care reprezintă timpul necesar pentru a se dezintegra jumătate din numărul iniţial de nuclee. Dacă în ecuaţia (I, 4—2) se pune $N = \frac{N_0}{2}$ pentru $t = t_{1/2}$, se obţine:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda} \quad \text{(I, 4—8)}$$

Introducînd în (I, 4—8) valoarea lui λ din (I, 4—7) se obţine relaţia dintre timpul de înjumătăţire şi viaţa medie:

$$t_{1/2} = 0{,}693 \cdot \tau \quad \text{(I, 4—9)}$$

Timpul de înjumătăţire este o mărime caracteristică fiecărui element radioactiv.

Caracterul statistic al legii de dezintegrare radioactivă. Relaţia exponenţială (I, 4—2) se verifică experimental pentru un element radioactiv izolat, în ipoteza că dezintegrarea nucleului are loc spontan, sub influenţa unor perturbaţii interne. Trăsătura esenţială constă în faptul că instabi-

litatea nucleară este caracterizată de constanta de dezintegrare radioactivă λ, care depinde de starea nucleului.

Să presupunem că pentru un interval de timp suficient de mic Δt, probabilitatea q de a se produce o dezintegrare este proporţională cu Δt:

$$q = \lambda \cdot \Delta t \qquad \text{(I, 4—10)}$$

λ fiind constanta de dezintegrare egală pentru toţi atomii elementului radioactiv. Probabilitatea de nedezintegrare în intervalul Δt va fi:

$$p = 1 - q = 1 - \lambda \cdot \Delta t \qquad \text{(I, 4—11)}$$

Probabilitatea p, de a trăi un timp $t = 2 \cdot \Delta t$ este:

$$p \simeq (1 - \lambda \cdot \Delta t)^2 \qquad \text{(I, 4—12)}$$

sau, după formula de dezvoltare a binomului:

$$(1 - \lambda \cdot \Delta t)^2 = 1 - 2\lambda \cdot \Delta t + \lambda^2 (\Delta t)^2$$

unde se poate neglija termenul în $(\Delta t)^2$. De asemenea, pentru un timp $t = n \cdot \Delta t$, generalizînd formula de dezvoltare şi neglijînd termenii ce conţin puteri superioare în Δt, rezultă:

$$p = (1 - \lambda \cdot \Delta t)^n \simeq 1 - \lambda n \cdot \Delta t \qquad \text{(I, 4—13)}$$

sau

$$p \simeq (1 - \lambda \cdot \Delta t)^{\frac{t}{\Delta t}} \qquad \text{(I, 4—14)}$$

Punînd (I, 4—14) sub forma:

$$p \simeq [(1 - \lambda \cdot \Delta t)^{-\frac{1}{\lambda \cdot \Delta t}}]^{-\lambda t} \qquad \text{(I, 4—15)}$$

se obţine pentru $\Delta t \to 0$:

$$\lim_{\Delta t \to 0} (1 - \lambda \cdot \Delta t)^{-\frac{1}{\lambda \cdot \Delta t}} = e \qquad \text{(I, 4—16)}$$

Deci:

$$p = e^{-\lambda t} \qquad \text{(I, 4—17)}$$

Ţinînd seama că p se mai poate scrie ca raportul N_t/N_0, se regăseşte astfel legea dezintegrării radioactive (I, 4—2). Ca orice lege statistică, ecuaţia (I, 4—2) este riguros îndeplinită pentru valori mari ale numărului N_0 (elemente radioactive cu activitate mare). Este de menţionat că nu numai dezintegrarea radioactivă este un proces statistic, ci şi mărimea ce o caracterizează, adică numărul de dezintegrări în unitatea de timp. Pentru valori mici ale numărului N_0 (elemente radioactive cu activitate mică)

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

se vor observa abateri, numite fluctuații radioactive [1] care constau în faptul că numărul dezintegrărilor înregistrate efectiv în intervale mici de timp, egale între ele, se distribuie în jurul numărului teoretic, calculat cu ecuația (I, 4—2). Curba de distribuție a acestor fluctuații se poate calcula cu ajutorul formulei statistice a lui Poisson, după care probabilitatea $W(n)$ de a înregistra n particule în cursul unui interval de timp, pentru un număr foarte mare de observații, este:

$$W(n) = \frac{N^n}{n!} \cdot e^{-N} \qquad \text{(I, 4—18)}$$

unde N este numărul mediu de particule pe interval. Numărul de atomi care se dezintegrează într-un interval de timp finit, este mic față de numărul total al atomilor prezenți în elementul radioactiv. În sens statistic, procesele de dezintegrare radioactivă sînt considerate din această cauză evenimente rare. Frecvența de desfășurare a evenimentelor rare, caracterizate printr-o probabilitate mică, se exprimă prin distribuția Poisson, care reprezintă un caz particular al distribuției binomiale, pentru $p \ll 1$.

Rutherford și Geiger au studiat amănunțit fluctuațiile radioactive, prin măsurători ale numărului de scintilații produse, într-un timp bine definit, de un preparat radioactiv ce emite particule α, obținînd o bună concordanță cu datele teoretice calculate după distribuția Poisson. Pentru exemplificare, în figura I—4 se prezintă curba de distribuție pentru $N = 6$ și 16, unde pe ordonată este înscrisă probabilitatea $W(n)$, iar pe abscisă sînt indicate valorile lui n. Punctele înregistrate pe curbe reprezintă valorile determinate experimental. Concordanța este cu atît mai bună cu cît timpul de numărare al scintilațiilor este mai mare.

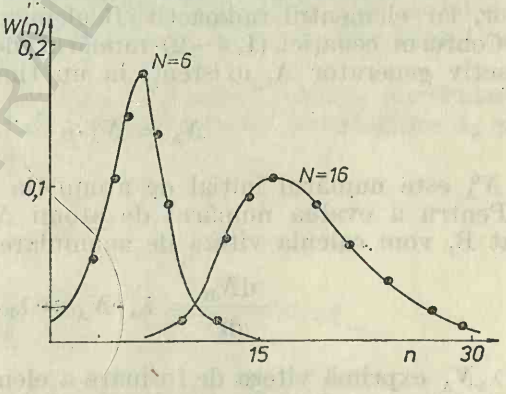


Fig. I — 4. — Fluctuațiile în dezintegrarea radioactivă.

5. CINETICA DEZINTEGRĂRILOR RADIOACTIVE SUCCESIVE

Legea fundamentală a dezintegrării radioactive s-a dedus în ipoteza că preparatul radioactiv conține un singur element radioactiv izolat. În cazul cel mai simplu, cînd prin dezintegrare rezultă un element stabil, conform ecuației exponențiale (I, 4—2), variația activității cu timpul

[1] Despre fluctuații: Vol. II, 1, p. 296

are forma reprezentată în figura I—5. Sînt însă foarte frecvente cazurile cînd în urma dezintegrării rezultă tot un element radioactiv, ambii fiind legați genetic.

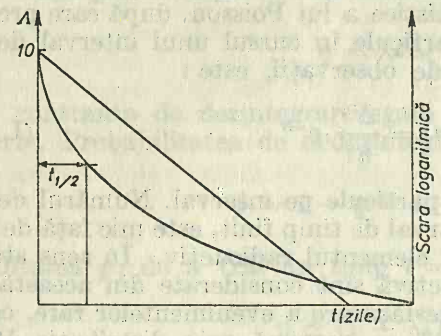


Fig. I—5. — Curba dezintegării radioactive pentru UX_1.

Coexistența a două elemente radioactive legate genetic. Să considerăm două dezintegrări succesive la care participă două elemente radioactive A și B:

$$A \xrightarrow{\lambda_A} B \xrightarrow{\lambda_B} C \text{ (stabil)} \qquad (I, 5-1)$$

Fie λ_A și λ_B constantele de dezintegrare ale elementelor radioactive A și B. În acest sistem, după un anumit timp, de la un moment inițial ales, radioactivitatea măsurată va fi dată de contribuția celor două componente. Se obișnuiește a se denumi elementul radioactiv A element generator, iar elementul radioactiv B element derivat.

Conform ecuației (I, 4—2) numărul de atomi N_A, din elementul radioactiv generator A, existenți la un timp t după dezintegrare este:

$$N_A = N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} \qquad (I, 5-2)$$

unde N_A^0 este numărul inițial de atomi (la $t = 0$).

Pentru a evalua numărul de atomi N_B din elementul radioactiv derivat B, vom calcula viteza de acumulare a acestuia:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A \cdot N_A - \lambda_B \cdot N_B \qquad (I, 5-3)$$

unde $\lambda_A N_A$ exprimă viteza de formare a elementului B, iar $\lambda_B N_B$, viteza sa de dezintegrare. Introducînd N_A din (I, 5—2), relația (I, 5—3) devine:

$$\frac{dN_B}{dt} + \lambda_B \cdot N_B = N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} \qquad (I, 5-4)$$

care este o ecuație diferențială neomogenă de ordinul întîi cu coeficienți constanți. Soluția sa generală este de forma:

$$N_B = N_A^0 (C_1 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_B \cdot t}) + N_B^0 \cdot e^{-\lambda_B \cdot t} \qquad (I, 5-5)$$

Deoarece la $t = 0$, $N_B^0 = 0$, ecuația (I, 5—5) devine:

$$N_B = N_A^0(C_1 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_B \cdot t}) \qquad (I, 5—6)$$

Introducînd expresia lui N_B din (I, 5—6) în relația (I, 5—4) evaluînd constantele C_1 și C_2, după calcule simple, se obține în final:

$$N_B = \frac{N_A^0 \cdot \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}(e^{-\lambda_A \cdot t} - e^{-\lambda_B \cdot t}) \qquad (I, 5—7)$$

Cu ajutorul acestei ecuații se poate calcula activitatea elementului derivat B:

$$\Lambda_B = \lambda_B \cdot N_B = \frac{N_0 \lambda_A \cdot \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot (e^{-\lambda_A \cdot t} - e^{-\lambda_B \cdot t}) \qquad (I, 5—8)$$

Raportul activității celor două elemente legate genetic va fi deci:

$$\frac{\Lambda_B}{\Lambda_A} = \frac{\lambda_B \cdot N_B}{\lambda_A \cdot N_A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot [1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A) \cdot t}] \qquad (I, 5—9)$$

Mărimea constantei Λ_B, la un anumit timp, depinde de valorile constantelor de dezintegrare λ_A și λ_B. În momentul inițial, $\lambda_B \cdot N_B = 0$, în timp ce activitatea elementului generator este maximă. Cu creșterea timpului, activitatea elementului generator scade, iar a elementului derivat crește, trece printr-un maxim, apoi scade. Forma generală a unei astfel de variații este redată în figura I—6. Poziția și valoarea maximului curbei $\ln \Lambda = f(t)$ depind de λ_A și λ_B.

Ecuația generală (I, 5—7) poate lua diferite forme particulare, în funcție de raportul în care se află constantele de dezintegrare λ_A și λ_B. Vom considera cîteva cazuri.

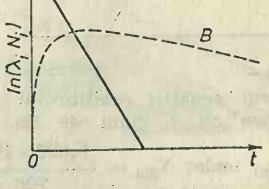


Fig. I—6. — Variația în timp a activității elementului generator (A) și elementului derivat (B).

a) *Echilibrul secular.* Dacă $\lambda_A \ll \lambda_B$, sau $t_{1/2}(A) \gg t_{1/2}(B)$, timpul de înjumătățire al elementului generator este mult mai mare decît al elementului derivat. Un exemplu este oferit de secvența:

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow[1622\ a]{\alpha} {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} \xrightarrow[3,825\ z]{\alpha} {}^{218}_{84}\mathrm{Po} \qquad (I, 5—10)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă elementul generator A are un timp de înjumătăţire foarte mare, activitatea acestuia se menţine constantă:

$$N_A = N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} = N_A^0 = \text{const.}$$

Deoarece $e^{-\lambda_B \cdot t} < e^{-\lambda_A \cdot t}$, ecuaţia (I, 5—7) devine:

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B} \cdot N_A^0 \, e^{-\lambda_A \cdot t} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B} \cdot N_A = \text{const.} \qquad \text{(I, 5—11)}$$

De unde:

$$\lambda_A \cdot N_A = \lambda_B \cdot N_B \qquad \text{(I, 5—12)}$$

care determină echilibrul secular între elementul radioactiv generator şi derivat. Astfel, la acea valoare a timpului t pentru care exponenţiala $e^{-\lambda_B \cdot t}$ devine neglijabilă, cantitatea de element derivat care coexistă cu elementul generator rămîne practic constantă, atît timp cît se poate considera constantă cantitatea de element generator. În cazul secvenţei de dezintegrare (I, 5—10), după două luni se stabileşte echilibrul între radon şi radiu. Din această cauză radiul se poate considera ca o sursă constantă de radon, care practic nu variază în timp [1]. În figura I—7 se prezintă variaţia ac-

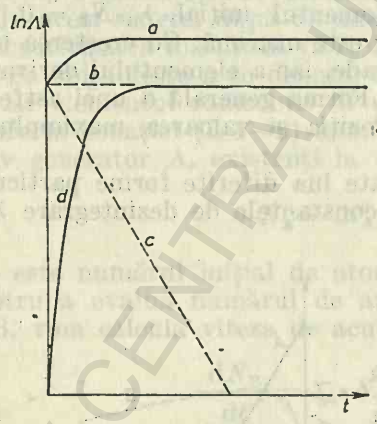


Fig. I—7. — Echilibru secular $\lambda_A \ll \lambda_B$. *a*) activitatea totală a elementului generator în amestec cu elementul derivat; *d*) activitatea totală a elementului derivat; *b* şi *c*) activităţile elementelor izolate (generator şi derivat).

[1] Cu ajutorul ecuaţiei echilibrului secular (1,5—12) se poate calcula cantitatea de Rn în echilibru cu 1 gram de Ra. În cazul acestei secvenţe, (I,5—11) devine: $\lambda_{Ra} N_{Ra} = \lambda_{Rn} N_{Rn}$, unde: $N_{Ra} = \frac{6{,}023 \times 10^{23}}{226}$; $\lambda_{Ra} = \frac{0{,}693}{1622 \times 365}$ zile^{-1}; $\lambda_{Rn} = \frac{0{,}693}{3{,}825}$ zile^{-1}.

Deci: $N_{Rn} = \frac{6{,}023 \times 10^{23}}{226} \times \frac{0{,}693}{1622 \times 365} \times \frac{3{,}825}{0{,}693} = 1{,}76 \cdot 10^{16}$ atomi (0,64 mm^3 Rn la 0°C şi 760 mm col. Hg). Viteza de dezintegrare a radonului (egală cu viteza de dezintegrare a radiului) este: $\frac{dN_{Rn}}{dt} = \lambda_{Rn} \cdot N_{Rn} = \frac{0{,}693}{3{,}825 \times 24 \times 3{,}6 \cdot 10^3} \times 1{,}76 \cdot 10^{16} = 3{,}7 \cdot 10^{10}$ dez./s = 1 Curie.

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

tivității elementului generator și derivat în coexistență și izolate, în cazul echilibrului secular.

b) *Echilibrul tranzient.* Dacă $\lambda_A < \lambda_B$, $t_{1/2}(A) > t_{1/2}(B)$, activitatea elementului radioactiv derivat crește începînd de la zero, atinge un maxim după un anumit timp t_{max}, apoi scade. Pentru a evalua timpul t_{max} se va scrie condiția : $\frac{dN_B}{dt} = 0$. Derivînd expresia (I, 5—7) în raport cu t și punînd : $t = t_{max}$, se obține :

$$\lambda_A \cdot e^{-\lambda_A \cdot t_{max}} = \lambda_B \cdot e^{-\lambda_B \cdot t_{max}} \qquad (I, 5—13)$$

de unde :

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \ln \frac{\lambda_B}{\lambda_A} \qquad (I, 5—14)$$

La $t > t_{max}$, $e^{-\lambda_B \cdot t} \ll e^{-\lambda_A \cdot t}$ și (I, 5—7) ia forma :

$$N_B = \frac{\lambda_A \cdot N_A^0}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} = \frac{\lambda_A \cdot N_A}{\lambda_B - \lambda_A} \qquad (I, 5—15)$$

ceea ce arată că în aceste condiții, elementul radioactiv derivat se dezintegrează după exponențiala elementului radioactiv generator, iar între numărul de elemente N_A și N_B coexistente la un moment dat, se stabilește un raport constant, așa cum rezultă din (I, 5—15) :

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} = \text{const.} \qquad (I, 5—16)$$

care definește echilibrul tranzient sau de regim. În figura I—8 este redată variația activității elementului radioactiv generator A și derivat B,

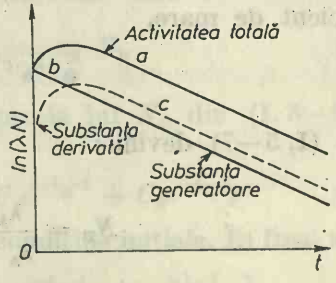


Fig. I — 8. — Echilibru tranzient $\lambda_A < \lambda_B$. *a*) activitatea totală ; *b*) activitatea elementului generator ; *c*) activitatea elementului derivat.

precum și a activității acestora coexistînd în echilibru tranzient. Un astfel de exemplu îl constituie secvența :

$$^{72}_{30}Zn \xrightarrow[49\ h]{\beta^-} {}^{72}_{31}Ga \xrightarrow[14,1\ h]{\beta^-} {}^{72}_{32}Ge \text{ (stabil)}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

c) Dacă $\lambda_A \simeq \lambda_B$, nu se mai realizează echilibru între elementul generator și derivat. Activitatea elementului radioactiv derivat crește la început, atinge un maxim, după care scade cu o viteză determinată

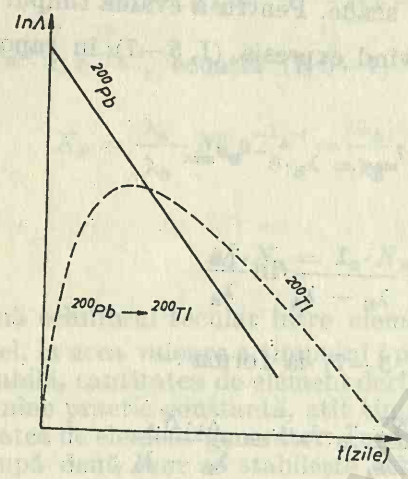


Fig. I – 9. — Acumularea ^{200}Tl din dezintegrarea ^{200}Pb ($\lambda_A \simeq \lambda_B$).

de constanta de dezintegrare proprie λ_B. Considerînd $T_A = T_B(1 + \delta)$, unde $\delta \ll 1$, raportul activităților Λ_B și Λ_A, după relația (I, 5—9), este:

$$\frac{\Lambda_B}{\Lambda_A} = \lambda_B \cdot t \left(1 - \frac{\delta}{1+\delta} \cdot \frac{\lambda_B \cdot t}{2} + \cdots\right) \simeq \lambda_B \cdot t \qquad (I, 5—17)$$

Ca exemplu, în figura I—9 se indică variația în timp a activității $^{200}_{81}Tl$ ($\tau_{1/2} = 26$ h) rezultat din $^{200}_{82}Pb$ ($t_{1/2} = 21$ h) prin procesul de captură electronică.

d) Elementul radioactiv generator se dezintegrează mai repede decît elementul radioactiv derivat, $\lambda_A > \lambda_B$. Deoarece $\lambda_A > \lambda_B$, după un timp suficient de mare,

$$e^{-\lambda_A \cdot t} \ll e^{-\lambda_B \cdot t}$$

și ecuația (I, 5—7) devine:

$$N_B = \frac{\lambda_A \cdot N_A^0}{\lambda_A - \lambda_B} e^{-\lambda_B \cdot t} \qquad (I, 5—18)$$

Raportul N_B/N_A va fi dat de expresia:

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \cdot \frac{e^{-\lambda_B \cdot t}}{e^{-\lambda_A \cdot t}} \qquad (I, 5—19)$$

BCU IASI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

care tinde către infinit, cînd $t \to \infty$, pentru că numitorul tinde spre zero mai repede decît numărătorul. În figura I—10, se reprezintă variaţia în timp a activităţii acestui sistem; activitatea elementului derivat evo-

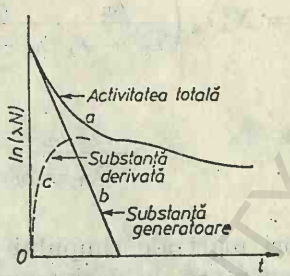


Fig. I — 10. — Echilibrul radioactiv pentru cazul $\lambda_A > \lambda_B$; *a*) activitatea totală; *b*) activitatea elementului generator; *c*) activitatea elementului derivat.

luează ca şi cum acesta ar fi izolat, după ce activitatea elementului generator devine neglijabilă. În acest domeniu, activitatea totală este egală cu a elementului radioactiv derivat. Un astfel de exemplu îl constituie secvenţa:

$$^{211}_{83}\mathrm{Bi} \xrightarrow[2{,}16\ \mathrm{min}]{\alpha} {}^{207}_{81}\mathrm{Tl} \xrightarrow[4{,}76\ \mathrm{min}]{\beta^-} {}^{207}_{82}\mathrm{Pb}\ \text{(stabil)}$$

e) *Succesiunea de trei elemente radioactive.* Să considerăm succesiunea de dezintegrări la care participă trei elemente radioactive A, B şi C, ale căror constante de dezintegrare sînt λ_A, λ_B, λ_C:

$$A \xrightarrow{\lambda_A} B \xrightarrow{\lambda_B} C \xrightarrow{\lambda_C} D\ \text{(stabil)}$$

Fie N_A^0, N_B^0, N_C^0 numărul de atomi ai elementelor respective la timpul iniţial $t_0 = 0$ şi N_A, N_B, N_C numărul lor la un anumit moment t. Variaţia în timp a numărului de atomi din elementul N_C va fi:

$$\frac{dN_C}{dt} = \lambda_B \cdot N_B - \lambda_C \cdot N_C \qquad \text{(I, 5—20)}$$

sau:

$$\frac{dN_C}{dt} + \lambda_C N_C = \lambda_B \cdot N_B \qquad \text{(I, 5—21)}$$

Introducînd în ecuaţia (I, 5—21) expresia lui N_B din (I, 5—5) soluţia generală pentru N_C este de forma:

$$N_C = N_A^0(C_1 e^{-\lambda_A \cdot t} + C_2 e^{-\lambda_B \cdot t} + C_3 e^{-\lambda_C \cdot t}) \qquad \text{(I, 5—22)}$$

unde coeficienţii C_1, C_2, C_3 depind de condiţiile iniţiale. În final se obţine:

$$N_C = N_C^0 \cdot e^{-\lambda_C \cdot t} + \lambda_B N_B^0 \left[\frac{e^{-\lambda_B \cdot t}}{\lambda_C - \lambda_B} + \frac{e^{-\lambda_C \cdot t}}{\lambda_B - \lambda_C}\right] + \qquad \text{(I, 5—23)}$$

$$+ \lambda_A \cdot \lambda_B \cdot N_A^0 \left[\frac{e^{-\lambda_A \cdot t}}{(\lambda_C - \lambda_A)(\lambda_B - \lambda_A)} + \frac{e^{-\lambda_B \cdot t}}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_A - \lambda_B)} + \frac{e^{-\lambda_C \cdot t}}{(\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_B - \lambda_C)}\right]$$

BCU IAŞI CENTRALĂ UNIVERSITY LIBRARY

La timpul inițial $t = 0$, $N_A = N_A^0$, $N_B = 0$, $N_C = 0$ și din (I, 5—23) rezultă următoarea relație pentru activitatea elementului radioactiv C:

$$\Lambda_C = \lambda_C N_C = N_A^0 \lambda_A \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} + \frac{\lambda_B}{\lambda_A - \lambda_B} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \cdot e^{-\lambda_B \cdot t} + \right. \quad \text{(I, 5—24)}$$

$$\left. + \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_A - \lambda_C} \cdot e^{-\lambda_C \cdot t} \right)$$

Pentru valori mari ale timpului t, raportul Λ_C/Λ_A depinde de valorile celor trei constante de dezintegrare și este exprimat prin relații particulare ale ecuației generale (I, 5—23). Dacă $\lambda_A < \lambda_B$ și $\lambda_A < \lambda_C$ sau $\lambda_A \ll \lambda_B$ și $\lambda_A \ll \lambda_C$ se obțin expresii corespunzătoare echilibrului tranzient și secular. Un exemplu bine studiat este oferit de secvența:

$$^{130}_{52}\mathrm{Te} \xrightarrow{(d,\,p)} {}^{131}_{52}\mathrm{Te} \xrightarrow[t_{1/2} = 30\ \mathrm{h}]{\beta^-} {}^{131}_{53}\mathrm{I} \xrightarrow[t_{1/2} = 8\ \mathrm{z}]{\beta^-} {}^{131}_{54}\mathrm{Xe}\ \text{(stabil)}$$

^{131}Te se obține prin reacția nucleară a izotopului stabil ^{130}Te cu deuteroni. Acesta constituie generatorul de viață lungă pentru ^{131}Te.

f) *Succesiunea de n elemente radioactive.* Ecuațiile (I, 5—2), (I, 5—7) și (I, 5—23) care dau numărul de atomi dintr-un element radioactiv rezultat din două sau trei dezintegrări succesive au fost generalizate și prezentate într-o formă simetrică de către Bateman. Fie o succesiune de n elemente radioactive:

$$A \xrightarrow{\lambda_A} B \xrightarrow{\lambda_B} C \xrightarrow{\lambda_C} D \ \ldots \xrightarrow{\lambda_{n-1}} X \xrightarrow{\lambda_n} Y$$

unde $\lambda_A, \lambda_B, \ldots, \lambda_n$ sînt constantele de dezintegrare. Variația cu timpul a numărului de atomi din fiecare element radioactiv este:

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A; \quad \frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \ldots;$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n$$

Soluția generală are forma:

$$N_n = C_1 \cdot e^{-\lambda_A \cdot t} + C_2 e^{-\lambda_B \cdot t} + \ldots + C_{n-1} e^{-\lambda_{n-1} \cdot t} + C_n e^{-\lambda_n \cdot t} \quad \text{(I, 5—25)}$$

BCUIASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde :

$$C_1 = \frac{\lambda_A}{\lambda_n - \lambda_A} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} \cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_A}$$

$$C_2 = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_n - \lambda_B} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_B}$$

$$\vdots$$

$$C_{n-1} = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_{n-1}} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_{n-1}} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_{n-1}} \cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n - \lambda_{n-1}}$$

$$C_n = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_n} \cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_n}$$

Procedînd ca în cazul secvenţelor inferioare tratate mai sus, se obţine următoarea relaţie, pentru raportul activităţilor $\frac{\Lambda_n}{\Lambda_A}$ la echilibrul tranzient :

$$\frac{\Lambda_n}{\Lambda_A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} \cdots \frac{\lambda_n}{\lambda_n - \lambda_A} = \frac{\Lambda_{n-1}}{\Lambda_A} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_n - \lambda_A} \qquad (I, 5-26)$$

Pentru cazul $\lambda_A \ll \lambda_n$, la echilibrul secular, rezultă setul de egalităţi :

$$\lambda_A \cdot N_A = \lambda_B \cdot N_B = \ldots = \lambda_n \cdot N_n \qquad (I, 5-27)$$

Aceste ecuaţii îşi găsesc largi aplicaţii la cercetarea secvenţelor de dezintegrare în seriile radioactive şi la fragmentele de fisiune. Un exemplu important de aplicaţie a ecuaţiei (I, 5—25) îl constituie secvenţa de produşi de dezintegrare, de viaţă scurtă, ai radonului, care este prezentată în tabloul I—5. Dacă la un timp $t = 0$, este prezent numai

TABLOUL I—5

Produşii de dezintegrare, de viaţă scurtă, ai radonului

$^{222}_{86}Rn$	$\xrightarrow[3{,}82\ z]{}$	$^{218}_{84}Po$	$\xrightarrow[3{,}05\ min]{}$	$^{214}_{82}Pb$	$\xrightarrow[26{,}8\ min]{}$	$^{214}_{83}Bi$	$\xrightarrow[19{,}7\ min]{}$	$^{214}_{84}Po$	$\xrightarrow[150\ \mu s]{}$
$\lambda(10^4\ s^{-1})$		$\lambda_A = 0{,}021$		$\lambda_B = 37{,}9$		$\lambda_C = 4{,}31$		$\lambda_D = 5{,}86$	$\lambda_F = 4 \cdot 10^{11}$

radonul, după patru ore se stabileşte un echilibru tranzient între toţi produşii de dezintegrare.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul II

TRANSMUTAȚIA NUCLEARĂ ARTIFICIALĂ. RADIOACTIVITATEA ARTIFICIALĂ

Interpretarea fenomenului de radioactivitate naturală și a experiențelor de împrăștiere a particulelor alfa de către nucleele ușoare, a sugerat lui Rutherford posibilitatea de a realiza transmutația unui nucleu în altul. În 1919, după obținerea primei transmutații nucleare în laborator, el afirma într-o lucrare : „dacă s-ar dispune pentru experiențe, de particule alfa — sau proiectile similare — de energii mai mari, ne-am putea aștepta să rupem nucleul în atomi mai ușori".

1. TRANSMUTAȚIA NUCLEARĂ ARTIFICIALĂ

Dezintegrarea azotului sub acțiunea particulelor alfa. Prima transmutație nucleară artificială a fost realizată de Rutherford [1] în 1919 prin iradierea azotului cu particule alfa (7,68 MeV) emise de izotopul radioactiv natural ^{214}Po (RaC′) utilizînd un aparat simplu, prezentat în figura II—1. Punerea în evidență a radiației protonice cu un parcurs de circa 30 cm, sugerează că protonii au fost expulzați din nucleul de azot și reacția nucleară se poate scrie :

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \qquad \text{(II, 1—1)}$$

Confirmarea directă a acestei reacții a fost adusă de Blackett [2], care a dovedit formarea nucleului de oxigen $^{17}_{8}$O din studiul plăcilor fotografice obținute în camera Wilson. S-a observat că procesul (II, 1—1) are loc

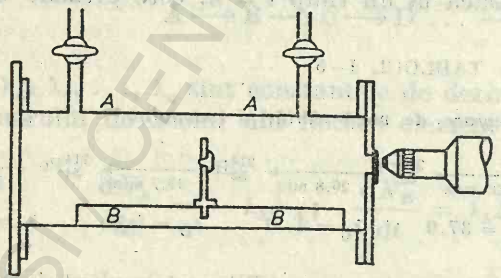


Fig. II—1. — Schema aparatului pentru transmutația azotului sub acțiunea radiațiilor alfa.

cu o probabilitate mică, din aproximativ $5 \cdot 10^5$ particule alfa emise, numai una participă la reacție. Reacții similare s-au obținut cu mai multe nuclee ușoare : B, F, Na, Al ș.a.

[1] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, **37**, 581 (1919).
[2] P. Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, **A 107**, 349 (1924).

Dezintegrarea litiului sub acțiunea protonilor. Prima reacție nucleară cu protoni accelerați pînă la 100—500 keV [1], utilizînd o țintă de litiu, a fost realizată de Cockcroft și Walton în 1932:

$$^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \quad Q = 17{,}2 \text{ MeV} \qquad \text{(II, 1—2)}$$

punînd în evidență particulele alfa emise. Cercetarea experimentală a funcției de excitare a acestei reacții nucleare, urmărind variația secțiunii eficace de reacție cu energia protonilor, a oferit materialul experimental pentru verificarea teoriei penetrării barierei de potențial elaborată de Gamow în 1928. Este posibilă și reacția de tipul (p, γ):

$$^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \quad (17{,}2 \text{ MeV}) \qquad \text{(II, 1—3)}$$

din care rezultă radiațiile gamma cu energia de 17,2 MeV, care se utilizează în multe lucrări experimentale. O reacție nucleară interesantă are loc între proton și nucleul ^{11}B din care rezultă trei particule alfa [2]:

$$^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{11}_{5}\mathrm{B} \rightarrow [{}^{12}\mathrm{C}^{*}] \rightarrow 3\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} \quad Q = 8{,}6 \text{ MeV} \qquad \text{(II, 1—4)}$$

Emisia a trei particule alfa în același plan (asigurînd conservarea momentului) a fost pusă în evidență în placa fotografică obținută în camera Wilson.

Reacții nucleare induse de protoni accelerați la energii mici au fost realizate apoi cu mai multe elemente ușoare.

Reacții nucleare induse de deuteroni. La scurt timp după descoperirea deuteriului de către Urey, în 1932, s-a realizat prima transmutație nucleară artificială cu ioni de deuteriu de 200 keV cu nucleul de deuteriu [3], sub forma compușilor chimici ND_4Cl și D_3PO_4:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \quad Q = 4{,}03 \text{ MeV} \qquad \text{(II, 1—5)}$$

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \quad Q = 3{,}27 \text{ MeV} \qquad \text{(II, 1—6)}$$

cînd s-au pus în evidență pentru prima dată izotopii cu $A = 3$ ai hidrogenului și heliului. Radioactivitatea tritiului $^{3}_{1}H$ a fost însă pusă în evidență mai tîrziu. După 1948, cînd s-a putut obține o cantitate suficientă de tritiu, prin reacția nucleară ^{6}Li (n, α) ^{3}H ce are loc în reactorii nucleari, s-a realizat reacția cu deuteroni:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \quad Q = 17{,}58 \text{ MeV} \qquad \text{(II, 1—7)}$$

ce constituie o sursă importantă de neutroni cu energie mare.

---

[1] J. Cockcroft, E. Walton, *Proc. Roy. Soc.*, **A 137**, 229 (1932).
[2] P. Dee, C. Gilbert, *Proc. Roy. Soc.*, **A 154**, 279 (1936).
[3] M. Oliphant, P. Harteck, E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, **A 144**, 692 (1934).

Fotodezintegrarea deuteriului. Dezintegrarea nucleului de deuteriu sub acțiunea radiațiilor gamma de 2,62 MeV, emise de ^{208}Tl a fost obținută pentru prima dată de Chadwick și Goldhaber [1]:

$$^{2}_{1}H + \gamma \rightarrow ^{1}_{1}H + ^{1}_{0}n \quad Q = -2{,}23 \text{ MeV} \qquad (II, 1-8)$$

și a făcut posibilă prima determinare precisă a masei neutronului. Valoarea experimentală a secțiunii eficace, de $5 \cdot 10^{-28}$ cm^2, pentru energia de 2,62 MeV a fotonilor, concordă satisfăcător cu probabilitatea procesului fotonuclear în deuteriu, calculată de Bethe și Peierls. Calculul dă, de asemenea, probabilitatea procesului invers (II, 1—8), care prezintă o importanță considerabilă pentru teoria sistemului binucleonic.

2. RADIOACTIVITATEA ARTIFICIALĂ

Experiențele lui Curie și Joliot. În cursul cercetărilor întreprinse asupra transmutației nucleare a elementelor ușoare (B, Mg, Al) sub acțiunea radiațiilor alfa produse de ^{210}Po, Curie și Joliot [2], studiind procesul de emisie a pozitronilor și electronilor de către nucleele bombardate (presupunînd că rezultă în urma conversiei interne prin formarea perechii electron-pozitron) au observat că acesta continuă un anumit timp după îndepărtarea sursei de radiații alfa. În cazul aluminiului iradiat cu radiații alfa — reacția nucleară prin care s-a obținut pentru prima dată un nucleu radioactiv artificial, ^{30}P — determinarea experimentală a timpului de înjumătățire ($t_{1/2} = 195$ s) al radioactivității induse, a semnului sarcinii electrice a particulei emise din analiza plăcii fotografice obținute în camera Wilson și a energiei acesteia din măsurători de absorbție, a indicat desfășurarea următorului proces nuclear.:

$$^{4}_{2}He + ^{27}_{13}Al \rightarrow ^{30}_{15}P + ^{1}_{0}n \quad Q = -2{,}69 \text{ MeV} \qquad (II, 2-1)$$

$$^{30}_{15}P \xrightarrow{t_{1/2} = 195 \text{ s}} ^{30}_{14}Si + \beta^{+}$$

Confirmarea pe cale chimică a transmutației aluminiului în radiofosfor a fost realizată prin dizolvarea aluminiului iradiat într-o soluție de acid clorhidric, cînd s-a identificat radioactivitatea indusă în gazul degajat din reacția chimică care conținea fosfina radioactivă, $^{30}PH_3$; în reziduul obținut prin evaporarea soluției nu s-a observat radioactivitate.

La scurt timp după descoperirea procesului nuclear (II, 2—1) izotopul radioactiv ^{13}N a fost obținut de către Curie-Joliot prin reacția borului cu particule alfa:

$$^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n \quad Q = 1{,}06 \text{ MeV} \qquad (II, 2-2)$$

$$^{13}_{7}N \xrightarrow{t_{1/2} = 10 \text{ min}} ^{13}_{6}C + \beta^{+}$$

---

[1] J. Chadwick, M. Goldhaber, *Nature*, 134, 237 (1934).
[2] I. Curie, F. Joliot, *Compt. Rend.*, 198, 254, 559 (1934).

de către Crane, Lauritsen, Livingston și Lawrence prin reacția nucleului de carbon cu deuteroni:

$$^{12}_{6}C + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n \quad Q = -0{,}28 \text{ MeV} \qquad (II, 2-3)$$

de către Cockcroft, Gilbert și Walton prin reacția nucleului de carbon cu protoni:

$$^{12}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N + \gamma \quad Q = 1{,}94 \text{ MeV} \qquad (II, 2-4)$$

S-au pus în evidență pentru prima dată reacțiile nucleare concurente de tipul (α, p) și (α, n), care se deosebesc prin valoarea secțiunii eficace de reacție și a energiei de reacție. În cazul nucleului ^{10}B, împreună cu reacția (II, 2—2) se mai produce și reacția:

$$^{4}_{2}He + ^{10}_{5}B \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H \qquad (II, 2-5)$$

La iradierea izotopului $^{11}_{5}B$, reacțiile nucleare concurente sînt:

$$^{4}_{2}He + ^{11}_{5}B \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \qquad (II, 2-6)$$

$$^{4}_{2}He + ^{11}_{5}B \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}H \qquad (II, 2-7)$$

Experiențele lui Fermi. După descoperirea făcută de Curie și Joliot, Fermi[1] a întreprins un studiu sistematic al iradierii unui număr mare de elemente chimice ușoare și grele cu neutroni obținuți de la o sursă de neutroni de laborator Ra — Be sau Po — Be ($^{4}_{2}He + ^{9}_{4}Be \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n$) obținînd izotopi radioactivi artificiali. La bombardarea aluminiului se obține sodiul radioactiv ^{24}Na, care este un emițător beta minus:

$$^{1}_{0}n + ^{27}_{13}Al \rightarrow ^{24}_{11}Na + ^{4}_{2}He \quad Q = -3{,}14 \text{ MeV} \qquad (II, 2-8)$$

$$^{24}_{11}Na \rightarrow ^{24}_{12}Mg + \beta^{-}$$

La elementele grele se obțin izotopi radioactivi printr-un proces de captură radioactivă a neutronului. Așa de exemplu, izotopul radioactiv al argintului, ^{108}Ag, se obține prin reacția nucleară:

$$^{1}_{0}n + ^{107}_{47}Ag \rightarrow ^{108}_{47}Ag + \gamma \quad Q = 7{,}23 \text{ MeV} \qquad (II, 2-9)$$

$$^{108}_{47}Ag \rightarrow ^{108}_{48}Cd + \beta^{-}$$

Obținerea neutronilor lenți prin încetinirea acestora în substanțe bogate în hidrogen (parafina, apa) a făcut posibilă producerea de izotopi radioactivi artificiali cu randament mare [2], prin reacția nucleară de cap-

---

[1] E. Fermi și colab., *Proc Roy. Soc.*, A **146**, 522 (1935); E. Fermi, *Ricerca Sci.*, **1**, 283 (1934); *Nature*, **133**, 757 (1934).

[2] E. Fermi și colab., *Ricerca Sci.*, **2**, 280 (1934); *Proc. Roy. Soc.*, A **149**, 522 (1935).

BCU CLUJ / CENTRALA UNIVERSITARA LIBRARY

tură la rezonanță a neutronului, caracterizată prin valoarea mare a secțiunii eficace de reacție.

Formarea nucleului radioactiv ^{16}N prin reacția neutronilor cu nucleul de fluor, sugerată de Harkins în 1933:

$$^{1}_{0}n + {}^{19}_{9}F \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{16}_{7}N \qquad (II, 2-10)$$

$$^{16}_{7}N \rightarrow {}^{16}_{8}O + \beta^{-}$$

a fost confirmată mai tîrziu prin identificarea nucleului radioactiv ^{16}N. S-a constatat că în unele cazuri, același izotop radioactiv se poate obține prin iradierea cu neutroni a mai multor elemente învecinate prin reacții nucleare de tipuri diferite. De exemplu, izotopul radioactiv ^{24}Na se poate obține prin reacția de tipul (n, α) (II, 2—8), precum și prin reacțiile de tipul (n, γ) și (n, p):

$$^{1}_{0}n + {}^{23}_{11}Na \rightarrow {}^{24}_{11}Na + \gamma \qquad (II, 2-11)$$

$$^{1}_{0}n + {}^{24}_{12}Mg \rightarrow {}^{24}_{11}Na + {}^{1}_{1}H \qquad (II, 2-12)$$

Reacția nucleului de uraniu cu neutroni lenți studiată pentru prima dată de Fermi [1] în 1934, s-a dovedit a fi deosebit de complexă, în a cărei clarificare au fost antrenați mai mulți cercetători în perioada 1934—1940. Dificultățile întîmpinate s-au datorat prezenței mai multor elemente radioactive rezultate din reacție, a căror formare nu se putea explica cu reprezentarea teoretică din acea vreme a reacțiilor nucleare, precum și lipsei unor metode experimentale adecvate de separare și identificare a acestora. Formarea elementelor transuraniene cu numerele de ordine 93 și 94, din nucleul $^{239}_{92}U$ rezultat din captura radiativă a neutronilor lenți la izotopul $^{238}_{92}U$:

$$^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma \qquad (II, 2-13)$$

$$^{239}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{93}Np + \beta^{-} \qquad (II, 2-14)$$

$$^{239}_{93}Np \rightarrow {}^{239}_{94}Pu + \beta^{-} \qquad (II, 2-15)$$

propusă de Fermi, a fost confirmată de McMillan și Abelson [2], care au demonstrat prin metode fizice și chimice prezența acestora la iradierea azotatului de uranil cu neutroni lenți produși în ciclotron, prin reacția nucleară: $^{2}_{1}H + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n$. Intensitatea mare a fluxului de neutroni a permis obținerea unor activități apreciabile a elementelor transuraniene pentru a face sigură identificarea lor. În încercările de a explica formarea elementului cu $Z = 93$, Noddak [3] (care a colaborat la descoperirea reniului) sugerează pentru prima dată posibilitatea de fragmentare a nucleului

---

[1] E. Fermi, *Nature*, **133**, 898 (1934).
[2] E. McMillan, P. Abelson, *Phys. Rev.*, **57**, 1185 (1940).
[3] I. Noddack, *Z. angew. Chem.*, **37**, 653 (1934).

de uraniu în nuclee mai uşoare, care sînt izotopi radioactivi ai unor elemente cunoscute. Analiza chimică a arătat că noile elemente nu sînt situate după uraniu, ci înaintea acestuia şi s-a presupus că ar fi izotopi ai radiului şi actiniului.

Curie şi Savitch[1] analizînd radiaţiile beta, emise de produşii rezultaţi din uraniul iradiat, prin absorbţia acestora într-un ecran de cupru, semnalează prezenţa unui izotop radioactiv cu un timp de înjumătăţire de 3,5 ore, ale cărui proprietăţi chimice sînt similare cu ale elementelor pămînturilor rare. În urma unor lucrări de analiză sistematice, prin metode radiochimice precise, Hahn şi Strassmann[2] au identificat elemente radioactive mai uşoare decît uraniul, cu $Z < 57$, printre care Ba, Kr, La, ceea ce înseamnă că rezultă izotopi ai elementelor Ba, La, Ce şi nu ai elementelor Ra, Ac, Th, cum s-a presupus iniţial din interpretarea primelor lucrări de analiză chimică. Pe baza acestor rezultate experimentale, Hahn şi Strassmann au demonstrat că prin iradierea uraniului cu neutroni lenţi are loc fragmentarea acestuia în elemente mai uşoare, situate în a doua parte a sistemului periodic al elementelor. Interpretarea corectă a acestor rezultate senzaţionale a fost dată de Meitner şi Frisch[3], care au arătat că are loc fisiunea nucleului de uraniu în două fragmente pentru care suma sarcinilor nucleare este egală cu 92. Cu aceste rezultate experimentale şi interpretări preliminare, Bohr şi Wheeler[4] au elaborat teoria fisiunii nucleare bazată pe modelul picăturii de lichid al structurii nucleare. Nucleul de uraniu poate fisiona cu neutroni într-un domeniu larg de energie (neutroni lenţi, intermediari şi rapizi) cu probabilitate dependentă de izotopul respectiv. Astfel, izotopul cel mai abundent ^{238}U fisionează cu neutroni rapizi de aproximativ 1 MeV, izotopul ^{235}U fisionează cu secţiune eficace mare cu neutroni lenţi, iar izotopul ^{233}U fisionează cu neutroni la toate energiile. Fisiunea izotopului uraniului ^{235}U cu neutroni termici, conduce la mai multe perechi de fragmente nucleare, cu un excedent considerabil de neutroni, care printr-o serie de dezintegrări succesive β^- se transformă în nuclee stabile apropiate din ce în ce mai mult de linia de stabilitate. În formă generală, procesul de fisiune se poate reprezenta în modul următor:

$$^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow [^{236}_{92}U] \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1}F_1 + {}^{A_2}_{Z_2}F_2 + {}^{1}_{0}n \qquad (II, 2-16)$$

unde $A_2 = 236 - A_1 - \nu$ şi $Z_2 = 92 - Z_1$. Valoarea medie a numărului de neutroni ν emişi în procesul de fisiune este 2,46. Aproximativ 97% din nucleele ^{235}U conduc prin fisiune la două grupuri de nuclee fragmentare: grupul nucleelor „uşoare" cu $A = 85 \div 104$, Br, Kr, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Rh şi grupul nucleelor „grele" cu $A = 130 - 149$, Sb, Te, I, Xe, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm. Din multitudinea de posibilităţi de fragmentare se menţionează:

$$^{238}U \rightarrow {}^{137}_{52}Te + {}^{97}_{40}Zr \qquad (II, 2-17)$$

---

[1] I. Curie, P. Savitch, *J. Phys.*, **8**, 385 (1937); **9**, 355 (1938).
[2] O. Hahn, F. Strassmann, *Naturwiss.*, **26**, 755 (1938); **27**, 89 (1939).
[3] L. Meitner, O. Frisch, *Nature*, **143**, 239 (1939).
[4] N. Bohr, J. Wheeler, *Phys. Rev.*, **56**, 426 (1939).

în care nucleele fragmentare ^{137}Te și ^{97}Zr se transformă în nuclee stabile prin următoarele lanțuri de dezintegrare β^- :

$$^{137}_{52}Te \rightarrow ^{137}_{53}I \rightarrow ^{137}_{54}Xe \rightarrow ^{137}_{55}Cs \rightarrow ^{137}_{56}Ba \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—18)}$$

$$^{97}_{40}Zr \rightarrow ^{97}_{41}Nb \rightarrow ^{97}_{42}Mo \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—19)}$$

Lanțurile de dezintegrare sînt scurte pentru elementele care se plasează la începutul sau la sfîrșitul grupului de nuclee ușoare și grele, de exemplu :

$$^{99}_{42}Mo \rightarrow ^{99}_{43}Tc \rightarrow ^{99}_{44}Ru \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—20)}$$

$$^{147}_{60}Nd \rightarrow ^{147}_{61}Pm \rightarrow ^{147}_{62}Sm \qquad \text{(II, 2—21)}$$

Lanțurile de dezintegrare sînt lungi pentru elementele care se găsesc în mijlocul fiecărui grup, unde randamentul de fisiune este mare. Unul dintre cele mai lungi lanțuri din grupa nucleelor ușoare, cu $A = 97$ este :

$$^{97}_{36}Kr \rightarrow ^{97}_{37}Rb \rightarrow ^{97}_{38}Sr \rightarrow ^{97}_{39}Y \rightarrow ^{97}_{40}Zr \rightarrow ^{97}_{41}Nb \rightarrow ^{97}_{42}Mo \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—22)}$$

iar din grupa nucleelor grele, cu $A = 143$, este :

$$^{143}_{54}Xe \rightarrow ^{143}_{55}Cs \rightarrow ^{143}_{56}Ba \rightarrow ^{143}_{57}La \rightarrow ^{143}_{58}Ce \rightarrow ^{143}_{59}Pr \rightarrow ^{143}_{60}Nd \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—23)}$$

sau cu $A = 143$:

$$^{140}_{54}Xe \rightarrow ^{140}_{55}Cs \rightarrow ^{140}_{56}Ba \rightarrow ^{140}_{57}La \rightarrow ^{140}_{58}Ce \text{ (stabil)} \qquad \text{(II, 2—24)}$$

din care face parte izotopul radioactiv $^{140}_{56}Ba$ cu $t_{1/2} = 12{,}8$ z pe care Hahn și Strassmann l-a presupus inițial a fi radiu. Izotopul radioactiv $^{90}_{38}Sr$ rezultă din următorul lanț de dezintegrare :

$$^{90}_{36}Kr \rightarrow ^{90}_{37}Rb \rightarrow ^{90}_{38}Sr \rightarrow ^{90}_{39}Y \rightarrow ^{90}_{40}Zr \qquad \text{(II, 2—25)}$$

Ținînd seama că fragmentarea nucleului ^{235}U poate avea loc prin 45 de moduri diferite, din care se formează mai mult de 200 izotopi radioactivi, rezultă că procesul de fisiune nucleară constituie o sursă bogată de izotopi radioactivi artificiali.

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Partea a II-a

CARACTERIZAREA GENERALĂ A NUCLEULUI ATOMIC

Capitolul III

STRUCTURA PROTONO-NEUTRONICĂ A NUCLEULUI

1. DATE EXPERIMENTALE DESPRE STRUCTURA NUCLEULUI ATOMIC

Încă din 1906, Rutherford, studiind deflecția radiațiilor α în cîmp magnetic, a observat că prezența unor cantități mici de aer în camera de vid, afectează puternic parcursul radiațiilor. Aceasta i-a sugerat ideea că atomul trebuie să fie sediul acțiunii unor „forțe electrice foarte intense" și astfel a văzut în experiențele de deflecție o metodă de studiu a structurii detaliate a atomului. După perfecționarea metodelor de înregistrare a particulelor α, Rutherford [1] și colaboratorii săi [2], utilizînd metoda sondelor, de împrăștiere a particulelor α prin materie, au obținut rezultate care i-au condus la elaborarea ipotezei nucleului. După cum s-a arătat în altă parte [3], legea împrăștierii coulombiene, stabilită teoretic de Rutherford și verificată minuțios de Geiger și Marsden, conduce la concluzia că sarcina pozitivă a atomului este localizată într-o regiune centrală, de volum foarte mic, în care este concentrată aproape întreaga sa masă. Această regiune, de formă sferică, situată în centrul atomului, constituie nucleul atomic. Din calculul respingerii coulombiene dintre sarcina electrică a nucleului și a particulei α, se găsește o mărime a „razei" nucleului de ordinul 10^{-13} cm. Pentru exemplificare, să considerăm o particulă α de energie cinetică E_α, cu sarcina $2e$ care se apropie de un nucleu de sarcină $Z \cdot e$, pînă la valoarea minimă p_0 a parametrului de ciocnire la care are loc repulsia electrostatică (retroîmprăștiere). În aceste condiții, din legea conservării energiei rezultă:

$$E_\alpha = \frac{2Z\,e^2}{p_0} \qquad \text{(III, 1—1)}$$

de unde, pentru $E_\alpha = 5$ MeV, $Z = 13$ (aluminiu), se obține:

$$p_0 = \frac{2 \cdot Z \cdot e^2}{E_\alpha} = 7{,}5 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 7{,}5 \text{ fm} \,[4]$$

---

[1] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, 21, 669 (1911).
[2] H. Geiger, E. Marsden, *Phil. Mag.*, 25, 604 (1913).
[3] Vol. I, 1, p. 92.
[4] 1 *fm* (Fermi) $= 10^{-13}$ cm.

Pentru cel mai mic nucleu, al atomului de hidrogen, Rutherford a introdus denumirea de proton, deoarece este primul element în sistemul periodic.

O dovadă experimentală directă despre existența protonului în nucleu a fost adusă de Rutherford [1], în 1919, prin realizarea primei reacții nucleare, dintre particulele α și nucleul de azot, din care rezultă protoni:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}$$

2. STRUCTURA PROTONO-ELECTRONICĂ A NUCLEULUI

Faptul că prin dezintegrarea β^- a elementelor radioactive rezultă electroni, a condus la concluzia imediată că în nucleu există și electroni. Dar numai cîteva constatări experimentale au putut sugera o structură protono-electronică a nucleului. Așa de exemplu, pentru un element oarecare, numărul electronilor din nucleu ar trebui să fie egal cu numărul de masă minus numărul de ordine, astfel încît să se anuleze o parte din sarcina pozitivă. Nucleul de heliu ar trebui să fie format din patru protoni și doi electroni. Nucleul de azot $^{14}\mathrm{N}$ ($Z = 7$; $A = 14$) ar trebui să conțină 14 protoni (pentru a da numărul corect de masă) și 7 electroni (pentru a da numărul corect de sarcini electrice nucleare). Se explică în acest fel existența izotopilor. Nucleele $^{16}_{8}\mathrm{O}$, $^{17}_{8}\mathrm{O}$ și $^{18}_{8}\mathrm{O}$, ar trebui să conțină cîte 8 electroni fiecare, dar cîte un număr diferit de protoni: 16, 17 și 18. În sfîrșit, la nucleele grele unde datorită numărului mare de protoni, repulsia coulombiană este foarte mare, aceasta ar putea fi redusă de prezența electronilor. Mai multe argumente experimentale au arătat însă inconsistența acestui model. În primul rînd se poate demonstra ușor, din considerente energetice, că electronul nu poate exista în nucleu. În adevăr, așa cum rezultă din datele lui Rutherford, raza nucleului R este de ordinul 10^{-13} cm, iar raza electronului este de același ordin de mărime. Dacă se calculează lungimea de undă de Broglie λ, asociată electronului și se pune condiția ca aceasta să fie cel mult egală cu raza R a nucleului:

$$R \simeq \lambda = \frac{h}{p}$$

unde p este impulsul electronului, pentru $R = 3.10^{-13}$ cm ($A = 10$) se obține o valoare a energiei cinetice a electronului în nucleu de aproximativ 60 MeV. Această valoare este mult mai mare decît energia radiației β^- emise de nuclee prin dezintegrare radioactivă. O dovadă experimentală importantă care a demonstrat inconsistența modelului, se capătă din măsurarea spinului nuclear. Pentru multe nuclee cu numărul de masă par și număr de sarcină impar, ca $^{2}_{1}\mathrm{H}$, $^{14}_{7}\mathrm{N}$, spinul nuclear, determinat experimental, este întreg. După modelul protono-electronic, în nucleul de azot ar trebui să se găsească 21 particule (14 protoni și 7 electroni).

[1] E. Rutherford, *Phyl. Mag.*, **37**, 537 (1919).

Știind că electronii și protonii au spinul 1/2, rezultă un spin total semiîntreg, în contradicție cu experiența. La vremea sa această dificultate a fost denumită „catastrofa azotului". Considerarea momentului magnetic nuclear a condus de asemenea la infirmarea ipotezei protono-electronice. Din măsurători experimentale a rezultat că momentul magnetic al electronului este mult mai mare decît momentul magnetic al protonului. Unitatea de moment pentru electron m_B (magnetonul Bohr) este:

$$m_B = \frac{e \cdot h}{4\pi m_0 c} = 9{,}274 \cdot 10^{-21} \text{ erg/Gauss}$$

iar pentru proton are valoarea:

$$m_B = \frac{e \cdot h}{4\pi \cdot M_p \cdot c} = 5{,}050 \cdot 10^{-24} \text{ erg/Gauss}$$

unde M_p este masa protonului.

3. DESCOPERIREA NEUTRONULUI

După descoperirea primei reacții nucleare inițiată de radiațiile α, prin care se emit protoni, în anii următori Rutherford și Chadwick au constatat că aproape toate elementele ușoare, pînă la potasiu, reacționează în același mod. În încercarea de a explica emisia de protoni în aceste reacții nucleare, Rutherford, în 1920[1], ajunge la concluzia că ar fi posibilă o combinare strînsă între un electron și un proton cu formarea unui „dublet neutru". Existența unor astfel de specii ar fi necesară pentru a explica stabilitatea nucleelor elementelor grele. După Rutherford, această specie ar poseda unele proprietăți deosebite: un cîmp exterior practic egal cu zero (cu excepția unor regiuni extrem de apropiate de nucleu) și o mare putere de penetrare prin materie. Încercarea de a produce o specie neutră prin descărcare electrică în hidrogen, s-a dovedit infructuoasă. Totuși, Rutherford continuînd să fie preocupat de prezența unei specii neutre în nucleu, emite ipoteza existenței unui nucleu cu masa 2 și sarcina 1 (deuteronul) și a unui nucleu cu masa 1 de sarcină nulă, adică neutronul. Aceste două specii au fost descoperite zece ani mai tîrziu: în 1932, Urey descoperă deuteriul, iar Chadwick, tot în același an, pune în evidență neutronul.

În 1930, Bothe și Becker[2] studiază un număr mare de reacții nucleare induse de radiațiile α, utilizînd un contor Geiger pentru a detecta radiația rezultată din reacție. Pentru cele mai multe elemente studiate (N, C, O, Ne, Ca, Ag, Pb) nu înregistrează prezența radiației, iar la Mg și Al se observă un efect slab. O intensitate mare de radiație se pune în evidență la Li, B și F și un efect deosebit de intens la Be. Ei constată

[1] E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, A **97**, 374 (1920).
[2] W. Bothe, H. Becker, *Z. Physik.*, **66**, 289 (1930).

că această radiație are o mare capacitate de penetrare în plumb : sînt deci radiații gamma dure. În cazul beriliului, rezultă o radiație gamma cu cea mai mare putere de penetrare cunoscută pînă la acea vreme. Irène Curie și F. Joliot-Curie [1] continuă aceste cercetări, utilizînd o sursă intensă de radiații α (^{210}Po) și pun în evidență un fenomen deosebit [2] : dacă în fața camerei de ionizare, care înregistrează radiația gamma, se plasează un ecran din materiale diferite, cînd ecranul conține un material bogat în hidrogen (parafină), intensitatea curentului în camera de ionizare crește apreciabil. Analiza sistematică a acestui fenomen (aplicarea unui cîmp magnetic în regiunea dintre ecran și camera de ionizare, studierea imaginilor obținute în camera Wilson, plasarea unei plăci de aluminiu între ecran și camera de ionizare) conduce la concluzia că din interacțiunea radiației gamma cu materialul bogat în hidrogen, se formează protoni de recul. Fenomenul ar fi similar cu formarea electronilor de recul la interacțiunea radiațiilor gamma cu materia prin mecanismul Compton [3]. Din analiza procesului la beriliu, în camera Wilson, se obține pentru protonii de recul un parcurs (în aer) de 26 cm. După relația dintre parcurs și energie, se obține pentru energia maximă a protonilor de recul o valoare de 5,7 MeV. Pentru a forma protoni cu o energie corespunzătoare acestui parcurs, radiația gamma emisă în reacția nucleară Be + α, ar trebui să posede o energie de $\sim$ 50 MeV. Aceasta însă nu este posibil, întrucît dintr-o reacție nucleară nu pot rezulta fotoni cu o energie așa de mare. Chadwick [4] cercetează de asemenea aceste fenomene și constată că radiația penetrantă poate fi produsă și de alte nuclee de recul prin interacțiunea cu elementele corespunzătoare care formează ecranul, de exemplu : heliu, azot, oxigen, kripton ș.a. Analiza parcursului nucleelor de recul, arată imposibilitatea de a explica fenomenul prin efectul Compton propus de Curie și Joliot. Prin aplicarea legilor de conservare a energiei și momentului la aceste procese de recul, Chadwick demonstrează că nucleele de recul din elementele ușoare, se formează printr-un proces de ciocnire elastică între acestea și o particulă neutră (care de asemenea are mare putere de penetrare, de masă aproximativ egală cu a protonului), rezultată din reacția nucleară Be + α. În figura III—1 este prezentată schema instalației, utilizate de Chadwick, cu ajutorul căreia a identificat neutronul ca radiația penetrantă rezultată din reacția nucleară Be(B) + α.

Să considerăm o ciocnire dintre particula neutră — neutronul — de masă m_n (cu viteza v_0 înainte de ciocnire și viteza v după ciocnire), și un nucleu oarecare de masă M. Viteza acestuia înainte de ciocnire este zero, iar după ciocnire este V. Legile conservării energiei și impulsului conduc la relațiile :

$$\frac{1}{2} m_n v_0^2 = \frac{1}{2} m_n v^2 + \frac{1}{2} M V^2 \qquad \text{(III, 3—1)}$$

$$m_n v_0 = m_n v + M \cdot V \qquad \text{(III, 3—2)}$$

[1] I. Curie, *Compt. Rend.*, **193**, 1412 (1931) ; F. Joliot, *Compt. Rend.*, **193**, 1415 (1931).
[2] I. Curie, F. Joliot, *Compt. Rend.*, **194**, 273 (1932).
[3] Pentru efectul Compton : Vol. I, 1, p. 236.
[4] J. Chadwick, *Nature*, **129**, 312 (1932) ; *Proc. Roy. Soc.*, A **136**, 692 (1932).

Eliminînd viteza v, se obține următoarea expresie pentru viteza nucleului de recul, V:

$$V = \frac{2m_n}{m_n + M} v_0 \qquad \text{(III, 3—3)}$$

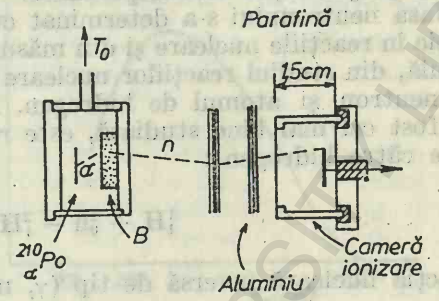


Fig. III—1. — Schema dispozitivului experimental pentru punerea în evidență a neutronului.

În cazul ciocnirii neutronului cu nucleul de hidrogen ($M = 1$) și de azot ($M = 14$), se pot calcula vitezele nucleelor de recul V_H și V_N după relația (III, 3—3). Raportul lor va fi:

$$\frac{V_H}{V_N} = \frac{m_n + 14}{m_n + 1} = \frac{3{,}3 \cdot 10^9}{4{,}7 \cdot 10^8} \qquad \text{(III, 3—4)}$$

unde $V_H = 3{,}3 \cdot 10^9$ cm/s și $V_N = 4{,}7 \cdot 10^8$ cm/s, sînt valorile găsite experimental. Se obține astfel pentru masa neutronului următoarea valoare:

$$m_n = 1{,}15 \text{ u.a.m.}$$

cu o eroare de 10%. Reacția nucleară dintre atomul de beriliu și particula α, cu formarea de neutroni, se poate scrie deci:

$$^9_4\text{Be} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^1_0\text{n}$$

Deoarece în 1932 nu se cunoștea masa beriliului, Chadwick a studiat altă reacție nucleară din care rezultă neutroni:

$$^{11}_5\text{B} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + ^1_0\text{n}$$

Cunoscînd masa borului, din calcularea energiei maxime a neutronilor formați, Chadwick obține pentru masa neutronului: $1{,}005 < m_n < 1{,}008$, o valoare foarte apropiată de cea acceptată în prezent: 1,00866544 u.a.m.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. PROPRIETĂȚILE NEUTRONULUI

După 1933, cercetările privind fizica neutronului s-au dezvoltat rapid și intens [1]. Fiind un constituent de bază al nucleului, cunoașterea proprietăților acestuia și a mecanismului de interacțiune cu nucleele prezintă o importanță fundamentală pentru fizica și chimia nucleară. Se vor menționa proprietățile mai importante.

Masa neutronului s-a determinat cu precizie din studiul bilanțului energetic în reacțiile nucleare și din măsurători de spectrometrie de masă. De regulă, din studiul reacțiilor nucleare se determină diferența de masă dintre neutron și atomul de hidrogen. Reacția utilizată în acest scop, care a fost cel mai bine studiată, este reacția de captură a neutronilor lenți de către hidrogen :

$$ {}_1^1\mathrm{H} + {}_0^1\mathrm{n} \rightarrow {}_1^2\mathrm{H} + \gamma $$

sau reacția nucleară inversă de tip (γ, n) :

$$ {}_1^2\mathrm{H} + \gamma \rightarrow {}_1^1\mathrm{H} + {}_0^1\mathrm{n} $$

Chadwick și Goldhaber au determinat energia radiației γ emise din prima reacție, $E_\gamma = 2{,}23$ MeV, care este egală cu energia de dezintegrare a deuteriului prin a doua reacție nucleară. Aplicînd principiul conservării energiei, rezultă pentru masa neutronului m_n, relația :

$$ m_n = m_d + E_\gamma - M_p \qquad \text{(III, 4—1)} $$

Măsurătorile precise de spectrometrie de masă au dat pentru masa deuteriului $m_d = 2{,}01473$ u.a.m., iar pentru masa protonului $M_p = 1{,}00814$ u.a.m; exprimînd energia de legătură a nucleului de deuteriu E_γ, de asemenea în u.a.m., se obține pentru masa neutronului $m_n = 1{,}00901$. Deci masa neutronului este ceva mai mare decît masa protonului.

Trăsătura distinctivă a neutronului este absența sarcinii electrice. Din această cauză interacția neutronului cu nucleele este determinată predominant de forțe de natură pur nucleară. Din studiile de ionizare a aerului prin iradiere cu neutroni rapizi, Chadwick trage concluzia că neutronul ar putea avea o sarcină electrică infimă, mult mai mică decît a protonului. Problema are o implicație mai adîncă în precizia cu care este admisă astăzi neutralitatea atomilor în întregul sistem periodic al elementelor. Mai multe fapte experimentale bine constatate, de exemplu : dezintegrarea neutronului în proton și electron, existența momentului magnetic, procesele de interacțiune dintre electroni sau atomi și neutroni, au oferit dovezi pentru a afirma că neutronul posedă o sarcină electrică infimă ($\sim 10^{-12}\ e^-$) și că nu ar putea fi considerat ca o particulă unică, fiind constituit la rîndul său dintr-un număr egal de sarcini pozitive și negative.

---

[1] B. Feld, „The neutron", în „Experimental Nuclear Physics", vol. II, E. Segrè, Editor, J. Wiley, New York, 1953.

Numeroase date experimentale şi consideraţii teoretice au arătat că, la fel ca electronul şi protonul, neutronul posedă un spin de 1/2 şi se supune statisticii Fermi-Dirac [1]. De asemenea este bine cnuoscut că neu-

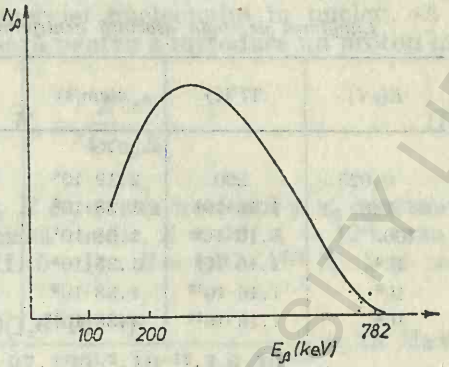


Fig. III—2. — Spectrul radiaţiilor β^- din dezintegrarea neutronilor.

tronul are un moment magnetic : $\mu_n = -1{,}91314 \pm 0{,}00005$ magnetoni nucleari.

Datorită masei mai mari faţă de proton, Chadwick [2] a prevăzut că neutronul este instabil şi se dezintegrează prin emisia de radiaţii β^- :

$$_0^1n \rightarrow {}_1^1p + \beta^- + \nu$$

transformîndu-se într-un proton. Totodată, se emite o nouă particulă ν, denumită neutrino. Acest proces a fost bine studiat experimental. Robson [3] a măsurat spectrul de energie al radiaţiilor β^- obţinînd o valoare maximă a energiei, de 782 ± 13 keV. În figura III—2 se prezintă curba de distribuţie a energiei radiaţiilor β^- emise în procesul de dezintegrare a neutronului. Energia maximă din spectrul β^- reprezintă energia corespunzătoare diferenţei de masă dintre neutron şi proton :

$$m_n - M_p = 8{,}364 - 7{,}582 = 0{,}782 \text{ MeV}.$$

Din măsurarea vitezei de dezintegrare a unui flux de neutroni de $1{,}5 \cdot 10^{10}$ n/s, produşi în reactoarele nucleare, s-a calculat timpul de înjumătăţire care este de ordinul minutelor. În funcţie de precizia dispozitivului de măsură, s-au obţinut diferite valori, aceea dintre ultimele fiind $t_{1/2} = 12{,}8 \pm 2{,}5$ min.

Interacţia neutronilor cu nucleele prezintă o importanţă deosebită pentru înţelegerea naturii forţelor, a reacţiilor şi a structurii nucleare. Mecanismul proceselor de interacţie este puternic dependent de mărimea energiei neutronilor. În general, aceasta se exprimă prin raportul dintre lungimea de undă asociată neutronului şi dimensiunea sistemului nuclear

[1] Vol. I, 1, p. 204.
[2] J. Chadwick, M. Goldhaber, *Nature*, 134, 237 (1934).
[3] J. Robson, *Phys. Rev.*, 83, 349 (1951).

cu care interacționează. Pentru exemplificare, în tabloul III—1, se indică valorile lungimilor de undă asociate neutronului pentru diferite energii,

TABLOUL III—1

Lungimea de undă asociată neutronului de diferite energii

E(eV)	T(°K)	v(cm/s)	λ(cm)	Denumirea
0,025	290	$2{,}19 \cdot 10^{5}$	$1{,}81 \cdot 10^{-8}$	termici
1,0	$1{,}16 \cdot 10^{4}$	$1{,}38 \cdot 10^{6}$	$2{,}86 \cdot 10^{-9}$	lenți
100	$1{,}16 \cdot 10^{6}$	$1{,}38 \cdot 10^{7}$	$2{,}86 \cdot 10^{-10}$	lenți
10^{4}	$1{,}16 \cdot 10^{8}$	$1{,}38 \cdot 10^{8}$	$2{,}86 \cdot 10^{-11}$	intermediari
10^{6}	$1{,}16 \cdot 10^{10}$	$1{,}38 \cdot 10^{9}$	$2{,}86 \cdot 10^{-12}$	rapizi
10^{8}	$1{,}16 \cdot 10^{12}$	$1{,}38 \cdot 10^{10}$	$2{,}86 \cdot 10^{-13}$	ultrarapizi

calculate după relația :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n \cdot E}} \text{ (cm)}$$

Se observă că la energii mici, λ are valori mari, de ordinul distanțelor interatomice în materia condensată. În afară de reacțiile nucleare care au anumite particularități, în acest domeniu de energie are loc și fenomenul de difracție a neutronilor, foarte util în studiul structurii substanțelor. La energii mari, lungimea de undă se micșorează pînă la dimensiunea nucleară, ajungînd pentru neutronii ultrarapizi pînă la distanța internucleonică. Reacțiile nucleare au un caracter bine determinat, iar din studiile de împrăștiere se pot obține informații asupra structurii nucleare.

5. STRUCTURA PROTONO-NEUTRONICĂ A NUCLEULUI

După descoperirea neutronului, Heisenberg [1] și Ivanenko [2] au elaborat imediat, în mod independent, în 1932, modelul protono-neutronic pentru structura nucleului. Conform acestei teorii, nucleul este format din protoni și neutroni aranjați în configurații bine determinate, atît pentru nucleele stabile, cît și pentru cele instabile. Folosind notațiile obișnuite pentru nucleu, ${}^{A}_{Z}X$, numărul de protoni este Z, numărul de masă A este suma protonilor și a neutronilor, iar numărul de neutroni, $N = A - Z$. Neutronul și protonul reprezintă două stări cuantice diferite ale aceleiași particule unice, denumită nucleon. Termenul de nucleon a fost introdus de C. Möller în 1941. În 1947, T. Kohman introduce termenul de nuclid, pentru a desemna o specie atomică caracterizată printr-o anu-

[1] W. Heisenberg, *Zeitschrift für Physik*, **77**, 1 (1932).
[2] D. Ivanenko, *Nature*, **129**, 798 (1932).

mită constituție a nucleului, adică prin numărul de nucleoni (neutroni și protoni) și modul lor de aranjare. Structura nucleului se poate descrie cu ajutorul legilor mecanicii cuantice, luînd în considerare caracteristicile forțelor de interacție dintre nucleoni. Pentru a obține o imagine asupra ordinului de mărime a energiei nucleonului în nucleu, să evaluăm energia electrostatică E_c, necesară pentru a introduce un proton în nucleu :

$$E_c = \frac{Z \cdot e^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \qquad \text{(III, 5—1)}$$

unde Z este sarcina nucleului, R este raza nucleară și ε_0 constanta dielectrică. Pentru un nucleu de masă medie, $Z = 50$, $A = 120$, raza nucleară se calculează după relația (III, 5—1) : $R = 1{,}07 \cdot A^{1/3}$ (fm) și se obține :

$$E_c = \frac{50(1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8{,}9 \cdot 10^{-12} \times 1{,}07 \cdot 120^{1/3} \cdot 10^{-15} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 13 \text{ MeV}$$

Ținînd seama că radiațiile β și γ emise prin dezintegrare radioactivă au energii de pînă la un MeV și că acestea se datoresc tranzițiilor nucleonilor dintr-o stare energetică în alta, rezultă că valoarea de ~ 10 MeV este ordinul de mărime corect al energiei nucleonului în nucleu. Se poate de asemenea arăta cu ușurință că nucleul este un sistem cuantic iar mișcarea nucleonilor este guvernată de legile fizicii cuantice. Evaluarea lungimii de undă asociată unui nucleon cu energia de 10 MeV, după relația :

$$\lambda = \frac{h}{M \cdot V} = \frac{h}{\sqrt{2ME}} = 9{,}3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \qquad \text{(III, 5—2)}$$

arată că mărimea acesteia este de ordinul de mărime al dimensiunii nucleare.

Cele două tipuri de nucleoni diferă în principal prin proprietățile lor electrice, deoarece protonii au sarcină electrică pozitivă, iar neutronii sînt neutri din punct de vedere electric ; au însă spinul egal cu $\frac{1}{2}$ și masele sînt aproape egale [1]. Din această cauză se consideră neutronul și protonul ca două „stări de sarcină" diferite ale unei aceleiași particule — nucleonul. Distincția dintre aceste două stări se poate face atribuind fiecăreia un număr cuantic de semn opus, numit de Wigner [2], izospin, sau mai puțin sugestiv, spin izobaric sau chiar spin izotopic. În analogie formală cu orientarea vectorului de spin al electronilor unui atom într-un spațiu obișnuit, se poate imagina un spațiu figurativ tridimensional, denumit spațiu izobaric sau izospațiu, în care nucleonul este reprezentat printr-un vector numit „izospin", care poate lua valori cuantificate. Numărul

[1] Este de presupus că diferența dintre masa neutronului și a protonului ar putea avea o origine electromagnetică.

[2] E. Wigner, *Phys. Rev.*, 51, 106 (1936) ; B. Cassen, E. Condon, *Phys. Rev.*, 50, 846 (1936).

cuantic corespunzător, desemnat ca număr cuantic de izospin, se notează de regulă cu T. Pentru nucleon, prin analogie cu electronul, $T = \frac{1}{2}$, iar multiplicitatea $2T + 1$, este egală cu 2, deci nucleonul formează un dublet de sarcină. Analog cu valorile componentei z ale spinului, vectorul izospin, poate lua, față de o orientare privilegiată în izospațiu, $2T + 1$ orientări. În mod convențional, se admit, pentru componenta z, două valori $t_z = \pm\frac{1}{2}$; $t_z = +\frac{1}{2}$ pentru proton și $t_z = -\frac{1}{2}$ pentru neutron.

Pentru un sistem nuclear, se formează un număr cuantic de izospin total, cu componenta $T_z \leqslant T$, dată de relația:

$$T_z = \frac{Z - N}{2} \qquad \text{(III, 5—3)}$$

unde Z este numărul de protoni iar N, numărul de neutroni. T_z poate lua setul de valori $-T, -T+1 \ldots 0 \ldots +T$, obținîndu-se astfel un multiplet de izospin. La fel cum pentru un multiplet de spin S, există $2S + 1$ nivele cu aceeași energie, corespunzător valorilor S_z de la $+S$ la $-S$, în mod similar pentru un multiplet de izospin T, există $2T + 1$ nivele cu aceeași energie, corespunzător valorilor T_z de la $+T$ la $-T$. Există însă o deosebire importantă: pentru multipletul de spin, nivelele de energie aparțin aceleiași specii nucleare, în timp ce pentru multipletul de izospin, nivelele de energie aparțin la specii nucleare diferite, numite stări izobare analoage, deoarece toate au același număr de masă A. Cîteva exemple vor fi edificatoare. Nuclizii $^{7}_{3}$Li și $^{7}_{4}$Be constituie două stări izobare analoage cu izospinul total $T = \frac{1}{2}$. Conform relației (III, 5—3) pentru $^{7}_{3}$Li($Z = 3$, $N = 4$) se obține $T_z = -\frac{1}{2}$, iar pentru $^{7}_{4}$Be($Z = 4$, $N = 3$), $T_z = +\frac{1}{2}$. În general, T este un număr întreg pentru nuclizi cu A par și semiîntreg pentru nuclizi cu A impar. Pentru seria izobară cu $A = 14$, în cazul triadei izobare $^{14}_{6}$C, $^{14}_{7}$N, $^{14}_{8}$O, numărul cuantic total de izospin este $T = 1$ și după relația (III, 5—3) rezultă trei componente $+T, 0, -T$: $^{14}_{6}$C($Z = 6, N = 8$), $T_z = -1$; $^{14}_{7}$N($Z = 6, N = 7$), $T_z = 0$; $^{14}_{8}$O($Z = 8, N = 6$), $T_z = +1$. Luînd seria izobară de 5 nuclizi cu $A = 14$, $^{14}_{5}$B, $^{14}_{6}$C, $^{14}_{7}$N, $^{14}_{8}$O, $^{14}_{9}$F, avem numărul cuantic total de izospin $T = 2$ cu multiplicitatea 5, T_z luînd valorile $-2, -1, 0, +1, +2$.

Izospinului îi corespunde un operator de izospin care acționează asupra variabilei de sarcină din funcția de undă, la fel cum operatorul de spin S acționează asupra variabilei de spin. Datorită analogiei formale depline dintre ambii operatori, formalismul matematic este identic și se exprimă prin aceleași matrice ale lui Pauli. Dacă spinul este reprezentat prin operatorii S_x, S_y, S_z și S^2, în mod similar, izospinul este reprezentat prin operatorii τ_x, τ_y, τ_z și τ^2. Funcția de undă nucleonică Ψ_n va conține cinci coordonate: trei coordonate de poziție, o coordonată de spin și o

coordonată de sarcină (izospin) şi are forma generală:

$$\Psi_n = \Psi_{\text{spaţiu}} \cdot \Psi_{\text{spin}} \cdot \Psi_{\text{sarcină}} \qquad \text{(III, 5—4)}$$

Transformarea neutron-proton ($n \to p + \beta^-$; $p \to n + \beta^+$) în reprezentarea cuantică se poate exprima prin acţiunea operatorilor de transformare τ_+ sau τ_- asupra funcţiei de undă nucleonice:

$$\tau_+ = \frac{1}{2}(\tau_x + i\tau_y); \quad \tau_- = \frac{1}{2}(\tau_x - i \cdot \tau_y) \qquad \text{(III, 5—5)}$$

Astfel, operatorul τ_+ acţionînd asupra funcţiei de undă neutronice o transformă în funcţie de undă protonică şi în mod corespunzător, operatorul τ_- transformă protonul în neutron.

Conceptul de izospin [1] îşi găseşte aplicaţii în studiul reacţiilor nucleare, impunînd anumite reguli de selecţie, în teoria dezintegrării β şi în teoria particulelor elementare.

Proprietăţile mai importante ale neutronului şi protonului sînt prezentate în tabloul III—2.

TABLOUL III—2

Proprietăţile nucleonilor

Proprietatea	Protonul		Neutronul	
	Valoarea	Metoda de măsurare	Valoarea	Metoda de măsurare
Masa (u.a.m.)	1,0072766		1,00866544	
Energia de repaus	938,258 MeV	spectrometria de masă	939,551 MeV	diferenţa $m_n - m_p$ din reacţii nucleare
Spinul	$\frac{1}{2}$	structura hiperfină	$\frac{1}{2}$	rezonanţă magnetică flux neutroni
Izospinul	$+\frac{1}{2}$		$-\frac{1}{2}$	
Statistica	Fermi-Dirac	spectrul rotaţie H_2	Fermi-Dirac	structură nucleară
Sarcina electrică	$1 \pm 10^{-15}\, e^-$	deflecţie flux molecular	$0 \pm 6 \cdot 10^{-12} e^-$	deflecţie electrică
Raza distribuţiei sarcinii	$0{,}805 \pm 0{,}011$ fm	împrăştiere electron-proton	$0{,}36 \pm 0{,}01$ fm	împrăştierea electron-neutron
Viaţa medie, τ	$> 10^{21}$ ani		17,0 0,4 min	înregistrarea protonilor în flux neutroni
Dezintegrarea	—		$n \to p + \bar{\beta} + \bar{\nu}$	
Momentul magnetic	$2{,}79274 \cdot \mu_N$	flux molecular	$-1{,}91314 \cdot \mu_N$	

[1] D. Wilkinson (editor), „Nuclear Isospin", North Holland, Amsterdam, 1970.

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Modelul protono-neutronic s-a dovedit deplin valabil, constituind baza teoriilor moderne ale structurii nucleare, care explică proprietățile statice și dinamice ale nucleelor. În cele ce urmează se vor prezenta proprietățile statice ale nucleelor : masa, sarcina și raza nucleară, energia de legătură nucleară, stabilitatea nucleară și momentele nucleare.

6. MASA NUCLEARĂ

O caracteristică foarte importantă a nucleului atomic este masa sa. Interpretarea mărimii acesteia oferă informații asupra structurii nucleului și a forțelor care acționează între nucleoni. Masa nucleului reprezintă aproximativ 99,97% din masa atomului neutru, astfel că se poate neglija contribuția masei electronilor. Dacă A este masa atomului neutru, masa nucleului M, va fi:

$$M = A - [Z\, m_0 - B_e(Z)] \qquad \text{(III, 6—1)}$$

unde m_0 este masa de repaus a electronului, Z numărul de ordine, iar $B_e(Z)$ energia totală de legătură a electronilor. După modelul Thomas-Fermi, $B_e(Z)$ se poate calcula cu ajutorul formulei empirice:

$$B_e(Z) = 15{,}73 \cdot Z^{7/3} \qquad \text{(III, 6—2)}$$

În tabloul III—3 sînt indicate, pentru orientare, cîteva valori ale energiei totale de legătură a electronilor în atom. Acestea sînt neglijabile față de ~ 8 MeV, energia de legătură a nucleonului în nucleu.

TABLOUL III—3

Energia totală de legătură a electronilor în atom

Elementul	Ne	Ca	Zn	Sn	Yb	Th
Z	10	20	30	50	70	90
$B_e(Z)$, keV	3,4	17	44	145	318	570

Masa nucleară se exprimă în unități atomice de masă, u.a.m. La scară absolută, exprimată în grame, aceasta este egală cu reciproca numărului lui Avogadro, N_A:

$$1 \text{ u.a.m.} = \frac{1}{6{,}02252 \cdot 10^{23}} = 1{,}66043 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

După relaţia lui Einstein, de corespondenţă dintre masă şi energie, $\Delta E = \Delta m.c^2$, masa nucleului se poate exprima în unităţi de energie:

$$1 \text{ u.a.m.} = \frac{(2{,}997925 \cdot 10^{10})^2}{6{,}02252 \cdot 10^{23} \times 1{,}60210.10^{-12}} = 931{,}481 \pm 0{,}005 \text{ MeV}^{1)} \qquad \text{(III, 6—3)}$$

La scală fizică, din anul 1960, Uniunea internaţională de fizică pură şi aplicată a adoptat ca unitate atomică de masă 1/12 din masa izotopului $^{12}_{6}C$ [2]. Din cauza existenţei mai multor izotopi în fiecare element, se

TABLOUL III—4

Masa şi energia echivalentă a unor particule nucleare

Particula	u.a.m.	m_0c^2(MeV)
Electron	$5{,}48597 \cdot 10^{-4}$	0,511007
Neutron	1,00866544	939,551
Proton	1,0072766	938,258
Deuteron	2,013554	1.875,585
Triton	3,015501	2.808,879
$^{3}_{2}He^{2+}$	3,014933	2.808,350
$^{4}_{2}He^{2+}$	4,001506	3.727,323

calculează masa ponderată; masa nucleului este exprimată astfel, printr-un număr fracţionar. Apropierea maselor izotopilor de numere întregi, constituie o dovadă că nucleele sînt formate din unităţi ale căror mase sînt aproximativ egale.

În tabloul III—4 se prezintă masa unor particule nucleare, exprimată în u.a.m., şi energia echivalentă acestora.

Masele atomice se determină experimental cu înaltă precizie prin metoda spectrometriei de masă, din măsurarea energiei degajate sau absorbite în diferite reacţii nucleare, sau prin spectroscopia de microunde. Prin convenţie s-a stabilit ca masa atomică a unui nuclid să se refere întotdeauna numai la masa atomului neutru.

Nomenclatura speciilor nucleare. După structura protono-neutronică, nuclizii se pot clasifica în diferite tipuri:

— izotopii, sînt nuclizi cu acelaşi număr de protoni Z, dar cu numere atomice A diferite;

— izobarii, sînt nuclizi cu acelaşi număr atomic A, dar cu numere de protoni Z diferite;

— izotonii, sînt nuclizi care au acelaşi număr de neutroni, $N = A - Z$, dar au valorile A şi Z diferite;

---

1) La 1 ianuarie 1970.

2) 1 u.a.m. $(^{12}_{6}C) = (1{,}000317917 \pm 0{,}000000017)$. u.a.m. $(^{16}_{8}O)$.

— izomerii, sînt nuclizi care au același Z și A, însă se deosebesc prin nivelul de excitare nucleară. În tabloul III—5 sînt prezentate aceste specii nucleare.

Se cunosc pînă în prezent mai mult de 1500 nuclizi ai celor 105 elemente, dintre care numai 50 sînt radionuclizi naturali și aproape 280

TABLOUL III—5

Clasificarea speciilor nucleare

Specia nucleară	Caracterizată prin :	Exemple	Observații
Nuclid	Z, A	${}^{2}_{1}H$, ${}^{12}_{6}C$, ${}^{120}_{50}Sn$, ${}^{238}_{92}U$	Se cunosc peste 1500
Izotopi	Z const. A diferit	${}^{13}_{7}N$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{15}_{7}N$	Se cunosc 3—19 izotopi pentru un element
Izobari	A const. Z diferit	${}^{14}_{7}N$, ${}^{14}_{8}O$, ${}^{14}_{9}F$	În dezintegrarea β nuclizii generator și derivat sînt izobari
Izotoni	N const. A și Z diferite	${}^{14}_{6}C_8$, ${}^{15}_{7}N_8$, ${}^{16}_{8}O_8$	
Izodiaferi	$A-2Z=N-Z=$const.	${}^{12}_{6}C$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{16}_{8}O$, ${}^{226}_{88}Ra$, ${}^{222}_{86}Rn$	În dezintegrarea α nuclidul generator și derivat sînt izodiaferi
Izomeri	Z, A const.	${}^{80m}_{35}Br$ (4,4 ore) ${}^{80}_{35}Br$ (18 min)	Specii metastabile

sînt nuclizi stabili. Numărul radionuclizilor artificiali (nuclizi instabili) obținuți prin reacții nucleare este mare și continuă să crească. Este posibil ca unii radionuclizi considerați de noi ca artificiali, să apară în acele stele în care are loc procesul de formare a elementelor. Se cunosc izotopi cu numărul de ordine de la $Z = 1$ (hidrogenul) pînă la $Z = 106$ (cu $A = 259$). Nu se găsesc în natură izotopii cu numerele de masă 5 și 8. Izotopii cu numere de masă mai mari de 209 nu sînt stabili. Izobarii sînt frecvent întîlniți în natură. Printre nuclizii ușori nu se întîlnesc izobari stabili, deoarece în acest domeniu de mase, se produce dezintegrarea β($^{3}_{1}H \xrightarrow{\beta^-} {}^{3}_{2}He$; ${}^{14}_{6}C \xrightarrow{\beta^-} {}^{14}_{7}N$; ${}^{14}_{8}O \xrightarrow{\beta^+} {}^{14}_{7}N$; ${}^{22}_{11}Na \xrightarrow{\beta^+} {}^{22}_{10}Ne$). Pentru aceste perechi de izobari, diferența dintre numerele de ordine este egală cu o unitate; nuclidul izobaric radioactiv se transformă în nuclidul izobaric stabil. La elementele cu $A > 36$ există 59 perechi de izobari stabili, pentru care în majoritatea cazurilor, diferența de masă este egală cu două unități și au numerele de masă și numerele de ordine pare. Cîteva exemple: ${}^{36}_{16}S$ — ${}^{36}_{18}Ar$, ${}^{48}_{20}Ca$ — ${}^{48}_{22}Ti$, ${}^{70}_{30}Zn$ — ${}^{70}_{32}Ge$, ${}^{86}_{36}Kr$ — ${}^{86}_{38}Sr$, ${}^{114}_{48}Cd$ — ${}^{114}_{50}Sn$, ${}^{142}_{58}Ce$ — — ${}^{142}_{60}Nd$, ${}^{164}_{66}Dy$ — ${}^{164}_{68}Er$, ${}^{192}_{76}Os$ — ${}^{192}_{78}Pt$, ${}^{204}_{80}Hg$ — ${}^{204}_{82}Pb$. Numai două perechi au numerele de masă impare, cu diferența dintre numerele de ordine egală cu o unitate: ${}^{113}_{48}Cd$ — ${}^{113}_{49}In$, ${}^{123}_{51}Sb$ — ${}^{123}_{52}Te$. Studiile de sta-

bilitate nucleară au arătat totuși că în cazul primei perechi izobare, ^{113}Cd are o radioactivitate β^- cu un timp de înjumătățire foarte mare, care nu a putut fi determinat. De asemenea, ^{123}Te din a doua pereche are o anumită instabilitate nucleară și se dezintegrează prin captură de electron cu un timp de înjumătățire mai mare de $1{,}2 \cdot 10^{13}$ ani. Perechile izobare: $^{87}_{37}Rb - {}^{87}_{38}Sr$, $^{115}_{49}In - {}^{115}_{50}Sn$, $^{187}_{75}Re - {}^{187}_{76}Os$, reprezintă izobari cu numărul de masă impar și diferența dintre numerele de ordine egală cu o unitate. Primul membru din fiecare pereche este radioactiv, emițînd radiații β. Se cunosc și triade de izobari stabili cu numărul de masă par și diferența dintre numerele de ordine egală cu două unități: $^{96}_{40}Zr - {}^{96}_{42}Mo - {}^{96}_{44}Ru$; $^{124}_{50}Sn - {}^{124}_{52}Te - {}^{124}_{54}Xe$; $^{130}_{52}Te - {}^{130}_{54}Xe - {}^{130}_{56}Ba$; $^{136}_{54}Xe - {}^{136}_{56}Ba - {}^{136}_{58}Ce$. Există cinci triade de izobari cu numărul de masă par și diferența dintre numerele de masă egală cu unitatea: $^{40}_{18}Ar - {}^{40}_{19}K - {}^{40}_{20}Ca$; $^{50}_{22}Ti - {}^{50}_{23}V - {}^{50}_{24}Cr$; $^{138}_{56}Ba - {}^{138}_{57}La - {}^{138}_{58}Ce$; $^{176}_{70}Yb - {}^{176}_{71}Lu - {}^{176}_{72}Hf$; $^{180}_{72}Hf - {}^{180}_{73}Ta - {}^{180}_{74}W$. Pentru fiecare serie, nuclidul din mijloc, o specie cu număr impar de protoni și neutroni, este radioactiv, emițînd radiații β^-.

Prin analogie cu fenomenul de izomerie cunoscut în chimie, radionuclizii cu același număr de ordine Z și același număr de masă A, dar care au timpi de înjumătățire diferiți, se numesc izomeri. În prezent se cunosc circa 70 de nuclee izomere.

Nuclee oglindă. La anumite perechi de nuclizi izobari se observă o trăsătură caracteristică: numărul de protoni dintr-un nuclid, al unei perechi, este egal cu numărul de neutroni al celuilalt nuclid. Considerînd că aceasta este o reflectare în oglindă a numărului egal de nucleoni, de natură diferită, o astfel de pereche de nuclizi izobari este numită pereche de „nuclee oglindă", sau pereche Wigner. De exemplu, la perechea izobară cu $A = 13$, nuclizii $^{13}_{6}C$ și $^{13}_{7}N$ au următoarea componență a nucleonilor: $^{13}_{6}C_7$ are 6 protoni și 7 neutroni, iar $^{13}_{7}N_6$ are 7 protoni și 6 neutroni. Simetria de oglindă a nucleonilor 6—7|7—6 se poate reprezenta astfel: $^{13}_{6}C_7 - {}^{13}_{7}N_6$. Se cunosc mai multe perechi de nuclee oglindă la care unul dintre nuclizi este stabil sau radioactiv, de exemplu: $^{3}H_2 - {}^{3}He_1$, $^{7}Li_4 - {}^{7}Be_3$, $^{9}Be_5 - {}^{9}B_4$, $^{11}B_6 - {}^{11}C_5$, $^{13}_{6}C - {}^{13}_{7}N_6$, $^{15}_{8}O_7 - {}^{15}_{7}N_8$, $^{19}_{10}Ne_9 - {}^{19}_{9}F_{10}$, $^{21}_{10}Ne_{11} - {}^{21}_{11}Na_{10}$, $^{21}_{9}F_{12} - {}^{21}_{12}Mg_9$, $^{27}_{13}Al_{14} - {}^{27}_{14}Si_{13}$. Datorită structurii nucleonice similare, perechile de nuclee oglindă au structuri nucleare intrinsece identice, determinate de natura forțelor internucleonice. Așa de exemplu, spectrele de energie ale nucleelor oglindă excitate sînt asemănătoare. Singura diferență importantă între cei doi membri ai unei perechi este diferența de o unitate a sarcinii nucleare Z, care implică o diferență de energie:

$$\Delta E_c \simeq \frac{Z \cdot e^2}{R} \qquad \text{(III, 6—4)}$$

unde R este raza nucleului. Relația (III, 6—4) indică variația energiei totale coulombiene a unui sistem nuclear format din Z protoni, dacă sarcina nucleară crește cu o unitate. Cercetarea nucleelor oglindă este utilă în studiul structurii nucleare, al forțelor nucleare și al dezintegrării β.

Valorile precise ale maselor nucleare sînt publicate în literatură [1].

[1] A. Wapstra, N. Gove, *Nuclear Date Table* 9 (1971); E. Cohen, J. Du Mond, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 537 (1965).

7. DIMENSIUNILE NUCLEULUI

Sarcina nucleului a fost determinată pentru prima dată din experiențele de împrăștiere elastică a radiațiilor α prin foițe metalice subțiri, pe baza teoriei clasice a împrăștierii unice coulombiene elaborată de Rutherford. Tratarea cuantică a procesului a fost efectuată de Gordon[1]. Utilizînd un dispozitiv experimental perfecționat, pentru a mări intensitatea fluxului de particule α împrăștiate, Chadwick[2] a obținut cu mare precizie valorile sarcinii nucleare, care pot fi considerate ca multiplu întreg al sarcinii absolute a protonului. Neutralitatea electrică a atomului și structura protono-neutronică a nucleului sînt teorii bine stabilite astăzi, pe baza cărora se consideră că sarcinile electrice ale protonilor și electronilor sînt egale și de semn contrar, în limitele exactității cercetărilor experimentale actuale. Pentru un atom neutru, integrala densității de sarcină ρ luată în întregul volum atomic este nulă. Sarcina electrică pozitivă a protonilor este concentrată la dimensiuni foarte mici în centrul atomului în timp ce sarcina negativă a electronilor este distribuită în tot volumul atomic. O reprezentare sugestivă este indicată în figura III—3. Toate datele experimentale acumulate demonstrează că nucleul are o mărime bine definită, spre deosebire de atom, unde probabilitatea prezenței electronilor în volumul atomic scade continuu cu creșterea distanței de la centrul nucleului. Se consideră că nucleul are o formă sferică cu o suprafață relativ bine determinată. Densitatea nucleonilor este constantă în interiorul volumului nuclear și scade abrupt la suprafața sa.

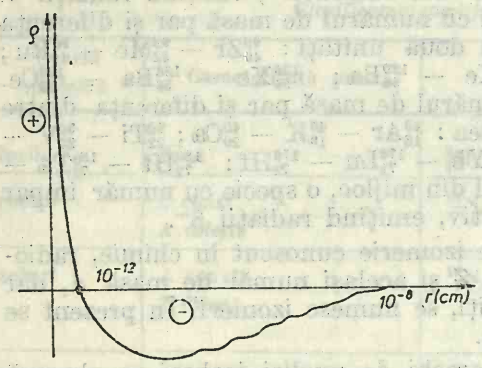


Fig. III—3. — Distribuția sarcinilor electrice în atom.

Încercările de a determina cu exactitate dimensiunile nucleului au întîmpinat dificultăți, datorită faptului că nucleul fiind un sistem cuantic, se supune principiului de nedeterminare al lui Heisenberg. Ca urmare, dimensiunea nucleară nu se poate calcula cu precizie, deoarece suprafața nucleară nu este perfect determinată.

Există multe procedee experimentale pentru determinarea dimensiunilor nucleare, care conduc la rezultate puțin diferite între ele, ordinul de mărime rămînînd însă întotdeauna același. Aceasta dovedește că noțiunea de dimensiune nucleară reflectă o proprietate obiectivă a nucleului. Metodele de determinare se împart în două grupe, după natura procesului de interacțiune care are loc în procesul de măsurare: metode nucleare și metode electromagnetice. După metodele din prima grupă se obține valoarea razei nucleare, care exprimă raza de acțiune a forțelor nucleare exercitate între nucleoni, iar după metodele din a doua grupă se obține

[1] W. Gordon, *Z. für Physik*, **48**, 180 (1928).
[2] J. Chadwick, *Phil. Mag.*, **40**, 734 (1920).

raza distribuției sarcinii electrice a nucleului, ca efect al acțiunii electrostatice a protonilor. De regulă, mărimea razei distribuției sarcinii electrice este puțin mai mică decît a razei de interacțiune nucleară. Considerînd că materia nucleară prezintă unele însușiri similare cu ale lichidelor, conform modelului nuclear al picăturii de lichid, volumul nucleului este proporțional cu numărul total al nucleonilor, A. Raza nucleului se calculează, în acest caz, după formula:

$$R = R_0 \cdot A^{1/3} \text{ (cm)} \qquad \text{(III, 7—1)}$$

unde R_0 este unitatea de rază nucleară. Această relație semiempirică a fost stabilită de Hofstadter, care a observat că raportul $\frac{A}{R^3}$ are o valoare constantă, egală cu $\frac{1}{R_0^3}$.

Metode bazate pe interacțiun nucleare. Împrăștierea Rutherford a particulelor α de către nucleul atomic, sub acțiunea forțelor de interacțiune coulombiană, elaborată cu ajutorul teoriei clasice a ciocnirilor, se verifică pentru energii mici ale radiațiilor α (5 ÷ 8 MeV) și pentru nuclee grele (Cu, Ag, Au, Pt ș.a.). În aceste condiții se obține o limită superioară, aproximativă, a razei nucleului pînă la care cîmpul nuclear este de natură electrostatică. Pentru carbon ($A = 12$) de exemplu, raza nucleară este $2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm, iar pentru uraniu ($A = 238$) ajunge la $7{,}7 \cdot 10^{-13}$ cm. Raza celui mai mic nucleu — al hidrogenului — se estimează grosier la $1 \cdot 10^{-13}$ cm. Considerînd o ciocnire centrică între particula α și nucleu, parametrul de ciocnire, p, dat de ecuația (VI, 2—6) [1], se poate scrie sub forma:

$$p = \frac{2z \cdot Ze^2}{m \cdot V_0^2} \qquad \text{(III, 7—2)}$$

unde mărimile au semnificația cunoscută. La viteze mici ale particulei incidente (5 ÷ 8 MeV), lungimea de undă asociată acesteia, $\lambda\!\!\!^{-}$, este mai mică decît parametrul de ciocnire p, $\lambda\!\!\!^{-} \ll p$, sau:

$$\frac{p}{\lambda\!\!\!^{-}} \gg 1 \qquad \text{(III, 7—3)}$$

Înlocuind în această neegalitate parametrul de ciocnire din relația (III, 7—2) și pe $\lambda\!\!\!^{-}$ cu expresia: $\frac{\hbar}{m \cdot v_0}$, se obține condiția de aplicare a teoriei clasice a ciocnirilor la împrăștierea elastică a particulelor α de către nuclee:

$$\frac{2z \cdot Z}{137 \cdot \beta} \gg 1 \qquad \text{(III, 7—4)}$$

[1] Vol. I, 1. p. 96.

unde : $\beta = \frac{v_0}{c}$ și $\frac{1}{137} = \frac{e^2}{\hbar \cdot c}$. Pentru nucleul de aur la energii ale particulelor α de 4 MeV, raportul dat de (III, 7—4) este egal cu 50 și are loc deci împrăștierea Rutherford. Expresia (III, 7—4) este cunoscută sub denumirea de parametrul de sarcină.

Împrăștierea anormală a particulelor α[1]. Pentru ciocniri centrice, adică în împrăștierea la unghiuri mari, există abateri de la distribuția particulelor α împrăștiate în conformitate cu legea lui Coulomb, ceea ce indică că aceasta nu mai este valabilă la distanțe mai mici de aproximativ 10^{-13} cm. La energii mari ale radiațiilor α (10 ÷ 50 MeV) și nuclee ușoare pînă la $Z = 2$, s-a observat că nu se mai verifică legea lui Rutherford și fenomenul se denumește împrăștiere anormală. În aceste condiții, $\lambda\!\!\!^{-} > p$ și inegalitatea (III, 7—3) devine :

$$\frac{2z \cdot Z}{137 \cdot \beta} \ll 1 \qquad \text{(III, 7—5)}$$

care este îndeplinită pentru energii mari ale particulelor incidente (α, protoni) și nuclee cu Z mic. În acest domeniu se aplică aproximația lui Born, care este bazată teoretic pe metoda perturbațiilor. Faptul că împrăștierea anormală nu mai verifică legea Rutherford, sugerează că forța care determină împrăștierea particulelor nu este de natură electrostatică. Datorită energiei mari, particula incidentă reușește să străbată cîmpul coulombian al nucleului, se apropie deci mai mult de acesta și este împrăștiată sub acțiunea forțelor nucleare. Să considerăm o particulă incidentă cu sarcină pozitivă z, care se apropie de un nucleu, cu sarcina Z, de-a lungul unei distanțe r, așa cum se indică în figura III—4, unde se

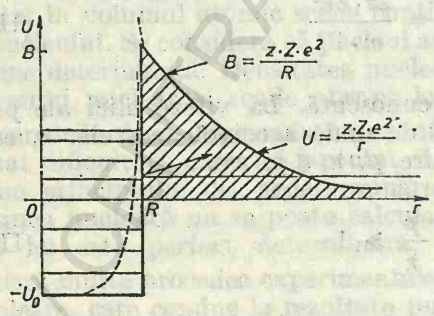


Fig. III—4. — Curba de potențial a nucleului.

reprezintă variația energiei potențiale U a nucleului cu distanța de interacțiune. La distanțe mari, forța nucleară este nulă și acționează numai forța coulombiană de respingere. Energia potențială este dată de relația :

$$U = \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{r} \qquad \text{(III, 7—6)}$$

[1] V. Malearov, „Bazele teoriei nucleului atomic", traducere din limba rusă, București, Edit. tehnică, 1961, p. 110.

și variația acesteia cu distanța are forma unei iperbole situate deasupra abscisei. Energia potențială B, atinge un maxim la distanța R:

$$B = \frac{z Z e^2}{R} \qquad \text{(III, 7—7)}$$

care constituie așa-numita „barieră de potențial". Înălțimea sa depinde de mărimea sarcinii electrice a particulei incidente și a nucleului. La distanța R, forța electrostatică de respingere devine nulă și crește rapid acțiunea forței nucleare, care se observă prin schimbarea bruscă a semnului potențialului, formînd o groapă de potențial a cărei parte inferioară este situată în domeniul valorilor negative ale potențialului. Datorită variației cu distanța — extraordinar de accentuate — a forțelor nucleare, coborîrea curbei de potențial este atît de rapidă, încît pereții gropii de potențial se pot considera aproape verticali. Regiunea coulombiană de la $r = R$ la $r = \infty$ se numește barieră de potențial coulombian, iar întreaga curbă $U = f(r)$ determină bariera de potențial nuclear. Din această cauză, acțiunea forțelor nucleare este net delimitată și nucleului i se poate atribui o „rază" care exprimă domeniul de manifestare a forțelor nucleare. În realitate, trecerea de la cîmpul coulombian la cîmpul nuclear nu este abruptă, ceea ce în figura III—4 este reprezentat printr-o rotunjire a crestei barierei de potențial.

Încă din 1919, Rutherford [1] studiind împrăștierea particulelor α pe hidrogen, a pus în evidență fenomenul de împrăștiere anormală și a arătat posibilitatea calculării mărimii nucleului din determinarea energiei minime a radiației α la care apare împrăștierea anormală. Contrar prevederilor teoriei clasice, împrăștierea anormală se produce pe măsură ce crește energia particulei, pentru aproape întregul domeniu de valori ale unghiului de împrăștiere. Intensitatea fluxului împrăștiat la unghiuri mai mari de 90° (retroîmprăștiere) este mai mare la împrăștierea anormală față de cea coulombiană. Mai mult, s-a observat că împrăștierea anormală se produce la energii ale particulei α mai mici decît mărimea barierei de potențial (III, 7—7). Teoria cuantică explică cantitativ acest fenomen, prin procesul de transmisie a particulei incidente prin bariera de potențial coulombian, pentru energii mai mici decît înălțimea maximă a barierei. Particulele care străbat bariera, ating suprafața nucleară și sînt împrăștiate sub acțiunea forțelor nucleare. Acest proces se numește împrăștiere potențială nucleară sau împrăștiere anormală. Împreună cu împrăștierea potențială coulombiană și împrăștierea rezonantă nucleară formează procesul de împrăștiere elastică. Secțiunea eficace diferențială de împrăștiere elastică se calculează după relația:

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 \cdot d\Omega \qquad \text{(III, 7—8)}$$

unde $d\Omega$ este elementul de unghi solid și $f(\theta)$ este amplitudinea undei împrăștiate [2] sau amplitudinea de împrăștiere, care este o funcție de unghiul de împrăștiere și depinde de proprietățile cîmpului nuclear.

---

[1] E. Rutherford, *Phyl. Mag.*, **37**, 537 (1919).

[2] L. Landau, E. Lifșiț, „Mecanica cuantică", traducere din limba rusă, București, 1965, p. 479.

Forma sa generală este:

$$f(\theta) = \frac{m}{2\pi\hbar} \cdot \int e^{iqr} \cdot V(r) \cdot d\tau \qquad \text{(III, 7—9)}$$

unde $q = p_i - p_f$ este transferul de impuls în timpul ciocnirii și $V(r)$ este potențialul de interacție. Evaluarea mărimii $f(\theta)$ se face cu ajutorul funcției de undă a particulei incidente și împrăștiate. Expresia finală are forma:

$$f(\theta) = \frac{1}{2i \cdot k} \cdot \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(III, 7—10)}$$

în care: $k = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}}$, l este momentul unghiular, P_l (cos θ) polinoamele lui Legendre de ordinul l și δ_l este deplasarea de fază a undei parțiale de ordinul l, produsă sub acțiunea potențialului împrăștietor $V(r)$. Secțiunea eficace totală de ciocnire elastică, care include împrăștierea coulombiană și nucleară, se obține atunci din relația:

$$\sigma = \int d\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} |f_c(\theta) + f_N(\theta)|^2 \sin\theta \cdot d\theta \qquad \text{(III, 7—11)}$$

unde $f_c(\theta)$ și $f_N(\theta)$ reprezintă amplitudinea de împrăștiere pentru interacțiunea coulombiană și nucleară [1].

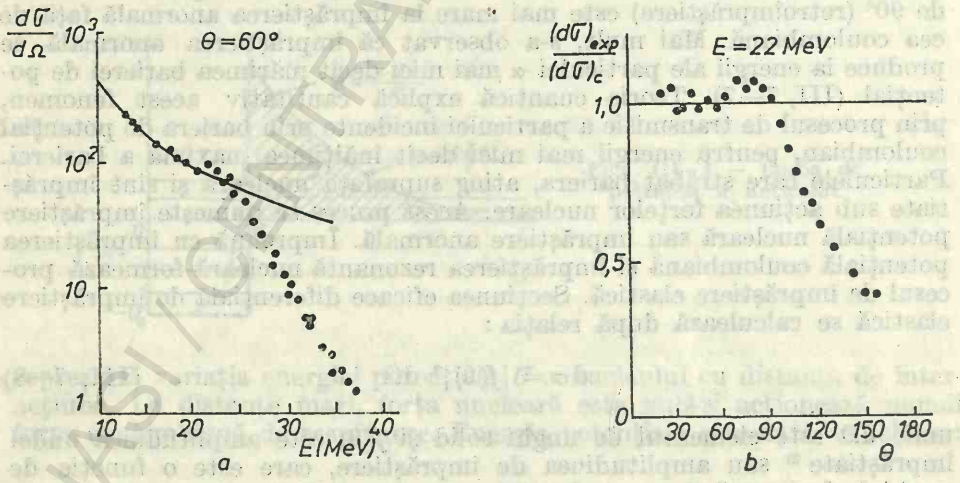


Fig. III—5. — Împrăștierea anormală a particulelor α pe plumb.

[1] Pentru o analiză sistematică a împrăștierii particulelor α: P. Hodgson, „Nuclear Reactions and Nuclear Structure", Clarendon Press, Oxford, 1971, p. 267.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Determinarea experimentală a razei nucleare R, numită și „raza potențială", se face prin măsurarea secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere elastică $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Au fost efectuate numeroase studii de împrăștiere anormală a particulelor α de energii mari, pe nuclee ușoare începînd cu heliul [1] și nuclee grele, pînă la plumb. Pentru exemplificare, în figura III—5 se prezintă variația secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere a particulelor α, de către plumb ($Z = 82$), în funcție de energie (E_α) și unghiul de împrăștiere θ [2]. În figura III—5a este înfățișată variația secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere elastică, la un unghi de 60°, pe plumb, în funcție de energia particulelor incidente. Linia continuă reprezintă calculul secțiunii eficace pentru împrăștierea Rutherford. Se observă că pentru unghiul de împrăștiere de 60°, la energii ale particulelor α mai mari de 22 MeV, împrăștierea nu mai este de natură coulombiană. Deci, pentru valori ale parametrului de ciocnire mai mici decît p_c — parametrul coulombian — interacțiunea nu se mai datorește unui potențial coulombian. Datele din figura III—5b demonstrează, de asemenea, că la energia de 22 MeV, pentru plumb, secțiunea eficace experimentală este în net dezacord cu teoria împrăștierii coulombiene, de la valori ale unghiului de împrăștiere mai mari de 60°, care corespunde unor valori ale parametrului de ciocnire mai mici de $2 \cdot 10^{-12}$ cm. Linia continuă redă raportul dintre secțiunea eficace măsurată experimental și secțiunea eficace coulombiană calculată.

Utilizînd datele experimentale obținute asupra împrăștierii anormale a particulelor α de energii mici, inferioare înălțimii barierei de potențial, de către unele nuclee ușoare, Pollard [3] a calculat razele nucleare, presupunînd că împrăștierea anormală devine observabilă experimental

TABLOUL III—6

Razele nucleare ale unor nuclee ușoare

Elementul	Z	E (MeV)	B (MeV)	$R[10^{-13}$ (cm)]	$R_0[10^{-13}$(cm)]
He	2	1,4	2,4	2,4	1,5
Li	3	2,0	3,3	2,6	1,4
Be	4	2,4	4,0	2,9	1,4
B	5	2,8	4,5	3,2	1,5
C	6	3,1	5,1	3,4	1,5
N	7	3,5	5,6	3,6	1,5
Mg	12	5,4	8,5	4,0	1,4
Al	13	5,8	9,0	4,1	1,4

pentru o transmisie a barierei de 10%, în urma unei ciocniri centrice. Valorile sînt prezentate în tabloul III—6, care, conform relației (III, 7—1), indică pentru unitatea de rază nucleară R_0, $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm.

[1] J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc.*, A **128**, 114 (1930).
[2] R. Eisenberg, C. Porter, *Rev. Mod. Phys.*, 33, 190 (1961).
[3] E. Pollard, *Phys. Rev.*, **47**, 611 (1935).

Concluzii similare s-au obținut și din studiul împrăștierii protonilor de energie mică (0,8 ÷ 2,4 MeV) de către hidrogen. În figura III—6 sînt redate datele experimentale, unde pe ordonată se indică raportul dintre secțiunea eficace măsurată experimental, σ_{exp}, și secțiunea eficace teoretică, σ_M, calculată după teoria lui Rutherford, modificată de Mott [1] (pentru

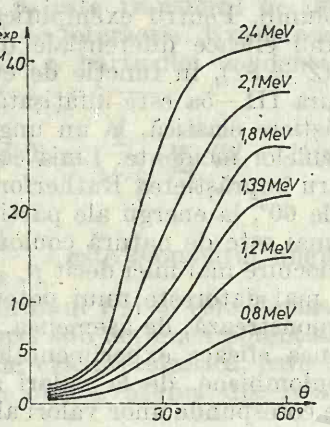


Fig. III—6. — Împrăștierea protonilor pe hidrogen.

a introduce influența degenerescenței de schimb datorată identității parteneirilor de ciocnire: protoni pe hidrogen, particule α pe heliu) iar pe abscisă se reprezintă unghiul de împrăștiere θ. Se observă clar că pentru unghiuri mici de împrăștiere, pînă la 15°, împrăștierea este coulombiană, iar la unghiuri mai mari, apare o divergență pentru întregul domeniu de energie, care se mărește apreciabil cu creșterea unghiului de împrăștiere și devine maximă la 45°. Așa de exemplu, pentru acest unghi de împrăștiere, raportul $\frac{\sigma_{exp}}{\sigma_M}$ este patru la energia de 0,86 MeV și crește la 40, pentru energia de 2,4 MeV. Toate rezultatele experimentale obținute, concordă bine cu datele calculate după teoria cuantică a ciocnirilor, pentru secțiunile eficace diferențiale de împrăștiere. Mai mult chiar, la nucleele ușoare, pe curbele de variație a secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere cu unghiul θ, s-au observat maxime și minime, care apar ca rezultat al fenomenului de interferență a undelor împrăștiate din diferite puncte ale volumului nuclear (difracția Fraunhofer).

Determinarea mai precisă a razei nucleare s-a făcut din studiile de împrăștiere a radiațiilor α, protonilor și neutronilor, la diferite energii, pe numeroase nuclee, utilizînd tratarea teoretică bazată pe modelul optic al nucleului. Pentru analiza cantitativă a procesului de interacțiune se utilizează în calcule un potențial complex — potențialul optic — care redă mai bine interacțiunea particulei incidente cu nucleul, ca de exemplu, absorbția și refracția nucleonului în nucleu. Cercetările experimentale și calculele teoretice efectuate asupra împrăștierii particulelor α de 40 MeV pe diferite nuclee [2] și a protonilor [3], au condus la valori ale unității de

[1] N. Mott, *Proc. Roy. Soc.*, A **125**, 222 (1929).

[2] G. Igo, R. Taler, *Phys. Rev.*, 106 (1957); B. Fernandez, J. Blair, *Phys. Rev.* C 1, 523 (1970); D. Jackson, C. Morgan, *Phys. Rev.*, **175**, 1402 (1968).

[3] A. Glassgold, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 419 (1958).

rază nucleară R, între 1,35 și 1,25 fm. Formula de calcul este de forma:

$$R = R_0 \cdot A^{1/3} + r \qquad \text{(III, 7—12)}$$

Igo și Taler au obținut $R_0 = 1{,}35$ fm și $r = 1{,}3$ fm. Dintr-o analiză mai precisă, Satchler [1] găsește: $R_0 = 1{,}5$ fm cu $r = 1{,}2$ fm.

Valori concordante cu acelea obținute din experiențele de împrăștiere elastică, s-au înregistrat și din studiul dezintegrării α și a reacțiilor nucleare. În primul caz, determinarea razei nucleare este posibilă datorită corelației dintre probabilitatea de dezintegrare a nucleului α-radioactiv și raza nucleului. Determinarea razei nucleare din studiul reacțiilor nucleare se bazează pe faptul că secțiunea eficace de reacție este dependentă de mărimea razei nucleului reactant. Calculele s-au făcut mai ales din studiul reacțiilor nucleare cu neutroni și protoni. Așa de exemplu, conform teoriei reacțiilor nucleare, secțiunea eficace de reacție σ_r, pentru neutroni cu energia de $10 \div 20$ MeV, se calculează după relația:

$$\sigma_r = 2\pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \qquad \text{(III, 7—13)}$$

unde $\lambda\!\!\!^{-}$ este lungimea de undă asociată neutronului reactant iar R este raza nucleului.

Metode bazate pe interacțiuni electromagnetice. Metodele de determinare a razei nucleare bazate pe interacția electromagnetică sînt: împrăștierea elastică a electronilor foarte rapizi, studiul nucleelor oglindă și al mezoatomilor.

Împrăștierea elastică a electronilor rapizi. Informații deosebit de valoroase asupra structurii și mărimii nucleului s-au obținut din studiul împrăștierii electronilor rapizi pe nuclee. Metoda „sondei de electroni rapizi" este similară cu metoda sondelor utilizată cu succes în experiențele de împrăștiere Rutherford și prezintă unele avantaje suplimentare. Împrăștierea electronilor de către nuclee se produce numai datorită interacțiunii electromagnetice electron-nucleu, proces care este bine cunoscut și fundamentat teoretic. Deoarece nu interacționează cu cîmpul nuclear, electronii împrăștiați nu perturbă sistemul nuclear. Datorită vitezelor foarte mari ale electronilor incidenți, aceștia nu sînt deviați de electronii atomici, în deplasarea către nucleu. Pentru ca împrăștierea electronilor să fie sensibilă la distribuția de sarcină electrică a protonilor, trebuie ca lungimea de undă asociată electronilor să fie comparabilă cu dimensiunile nucleului. Conform relației (III, 5—2), electroni cu lungimi de undă de ordinul 10^{-13} cm, se obțin numai de la energii mai mari de 100 MeV. Din această cauză, toate experiențele de împrăștiere elastică a electronilor rapizi pe nuclee, în scopul sondării sarcinii electrice, s-au efectuat cu electroni accelerați la energii între 100 și 500 MeV. În aceste condiții, dimensiunile nucleului influențează sensibil împrăștierea fluxului de electroni.

Determinarea razei distribuției sarcinii nucleare se face din studiul experimental al împrăștierii elastice a electronilor rapizi prin foițe subțiri din diferite materiale, măsurînd variația intensității fluxului de electroni împrăștiați cu unghiul de împrăștiere pentru diferite

[1] G. Satchler, *Nucl. Phys.*, **70**, 177 (1965).

valori ale energiei electronilor incidenți. Secțiunea eficace de împrăștiere elastică calculată din datele experimentale, este comparată apoi cu valoarea calculată teoretic. Din confruntarea acestor două mărimi se obține distribuția sarcinii nucleare, pentru care se stabilește o anumită expresie matematică în care intră mărimea razei „nucleare". Deplina concordanță dintre secțiunea eficace experimentală și teoretică este expresia unei valori corecte pentru raza dis-

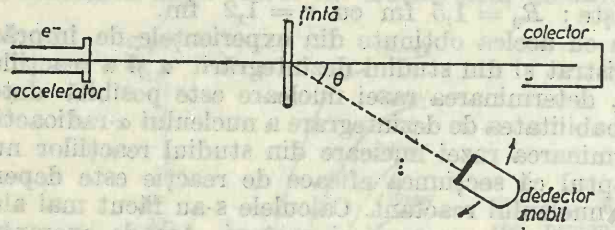


Fig. III—7. — Împrăștierea elastică a electronilor rapizi prin foițe subțiri.

tribuției sarcinii nucleare. Procedeul este identic cu cel utilizat în fizica atomică pentru determinarea densității norului electronic [1]), unde se utilizează însă electroni de energie mică în experiențele de împrăștiere elastică.

Dispozitivul experimental este similar cu cel folosit de Rutherford în studiile de împrăștiere a radiațiilor α prin materie, cu deosebirea că sînt diferite unele componente ale instalației și este mult îmbunătățită tehnica și precizia măsurătorilor. Primele experiențe de împrăștiere elastică a electronilor rapizi, prin foițe subțiri metalice, au fost efectuate de Hofstadter [2]). În figura III—7 se prezintă schema instalației de lucru. Ca sursă de electroni se utilizează un accelerator linear care produce electroni de energie pînă la 500 MeV. Pentru înregistrarea electronilor împrăștiați servește un spectrometru de precizie care măsoară energia și evidențiază numai procesele de ciocnire elastică. Prin rotirea spectrometrului în jurul direcției fluxului incident de electroni se urmărește variația intensității fluxului împrăștiat cu unghiul de împrăștiere θ. De regulă, măsurătorile se exprimă prin raportul dintre intensi-

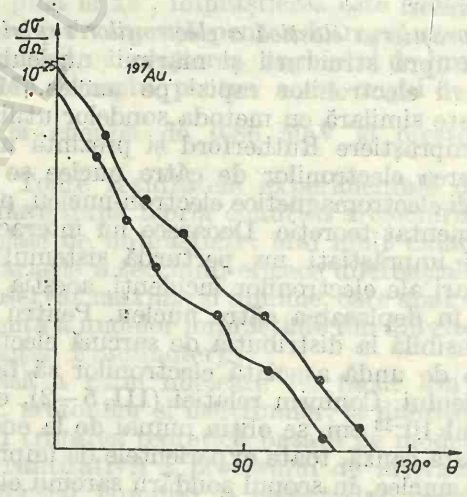


Fig. III—8. — Împrăștierea elastică a electronilor rapizi prin aer.

tatea măsurată la colector și detector. Pentru exemplificare, în figura III—8 se redau rezultatele măsurătorilor de împrăștiere elastică a electronilor rapizi cu energia de 153 (stînga) și 183 MeV (dreapta) prin aur, care indică variația secțiunii eficace de împrăștiere cu unghiul de împrăștiere θ.

---

[1]) D. Blohințev, „Bazele mecanicii cuantice", traducere din limba rusă, București, 1954, p. 284.

[2]) R. Hofstadter și colab., *Phys. Rev.*, **92**, 978 (1953); *Phys. Rev.*, **101**, 1131 (1956).

Curbe similare de distribuţie unghiulară s-au obţinut pentru multe elemente, ca : ^{209}Bi, ^{121}Sb, ^{59}Co, ^{51}V, ^{40}Ca ş.a. Se poate observa că intensitatea scade rapid cu creşterea unghiului de împrăştiere θ, la fel ca în experienţele de împrăştiere Rutherford.

Procesul de împrăştiere elastică electron-nucleu este mai complex decît procesul de împrăştiere Rutherford, particulă-nucleu, şi este bine fundamentat teoretic [1]. Calculul secţiunii eficace de ciocnire se efectuează cu ajutorul teoriei cuantice a ciocnirilor elastice utilizînd aproximaţia lui Born. În această aproximaţie, în procesul de ciocnire elastică dintre electronul rapid şi nucleu, cîmpul coulombian al nucleului împrăştietor este considerat drept perturbaţie. Potenţialul atractiv creat de sarcina pozitivă a nucleului, schimbă — în urma interacţiei — momentul şi lungimea de undă asociată electronului. Să considerăm împrăştierea elastică a unui electron rapid de către un nucleu, fără a introduce spinul. Nucleul, care conţine Z protoni cu sarcină punctiformă, avînd coordonatele $R_i (i = 1, 2, \ldots, Z)$ este descris cu ajutorul funcţiilor de undă $\Phi_i (i = 0, 1, 2, \ldots)$ în starea i. Fie Φ_0 funcţia de undă a nucleului în starea fundamentală. În urma ciocnirii elastice, electronul incident cu energia iniţială E_0 şi impulsul p_0, trece într-o stare cu energia E şi impulsul p. Conform teoriei perturbaţiilor dependente de timp [2], probabilitatea de tranziţie W, a sistemului nuclear din starea iniţială i în starea finală f, este dată de expresia :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \nu |H_{fi}|^2 \qquad \text{(III, 7—14)}$$

unde ν reprezintă densitatea stărilor de energie iar H_{fi} este elementul de matrice al interacţiunii care produce tranziţia din starea i în starea f. Dacă energia de interacţie coulombiană $\mathcal{U}$ este :

$$\mathcal{U} = e^2 \sum_{i=1}^{Z} \frac{1}{\mathbf{r} - \mathbf{R}_i} \qquad \text{(III, 7—15)}$$

unde $\mathbf{r}$ este vectorul de poziţie al electronului, elementul de matrice H_{fi} este de forma :

$$H_{fi} = \int \Phi_f^*(R_i) \cdot \Psi_f^*(r) \cdot \sum_{i=1}^{Z} \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|} \cdot \Phi_0(R_i) \cdot \Psi_i(r) d\tau_r \cdot d\tau_R \qquad \text{(III, 7—16)}$$

Ψ fiind funcţia de undă normalizată a electronului în reprezentarea undei plane :

$$\Psi(r) = C \cdot \exp\left(i \frac{p}{\hbar} \cdot r\right) \qquad \text{(III, 7—17)}$$

Evaluarea elementului de matrice H_{fi} şi a densităţii de stări ν, permite calcularea secţiunii eficace diferenţiale de ciocnire elastică electron-nucleu [3] considerînd $\Phi_f = \Phi_0$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^2}{2E_0} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}} \cdot |F(q)|^2 \qquad \text{(III, 7—18)}$$

---

[1] R. Hofstadter, *Rev. Mod. Phys.*, 30, 142 (1958) ; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 7, 231 (1957).
[2] Vol. I, 1, p. 321.
[3] R. Hofstadter, „Electron Scattering and Nuclear Structure", în *Rev. Mod. Phys.*, 28, 214 (1956) ; „Methods of Measuring Nuclear Size", în „Methods of Experimental Physics", vol. 5, Part A, Academic Press, 1961.

unde M este masa nucleului, 0 este unghiul de împrăştiere şi $F(q)$ este factorul de formă nuclear. Pentru un nucleu punctiform, $F(q) = 1$ şi ecuaţia (III, 7—18) ia forma cunoscută a secţiunii eficace diferenţiale de împrăştiere elastică a electronilor relativişti de un nucleu cu sarcină punctiformă [1], denumită ecuaţia Mott, valabilă cu îndeplinirea relaţiei (III, 7—5):

$$\sigma_{\text{Mott}}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p = \frac{Z^2 \cdot e^4}{2E_0} \cdot \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \qquad \text{(III, 7—19)}$$

Datele experimentale nu verifică însă ecuaţia (III, 7—19) valorile măsurate ale secţiunilor eficace fiind mai mici, ceea ce sugerează că $F(q) < 1$. Factorul nuclear de formă exprimă influenţa distribuţiei sarcinii nucleare asupra procesului de împrăştiere a electronilor. Dacă sarcina este distribuită într-un volum finit, împrăştierea este diminuată datorită interferenţelor undelor nucleare în întregul volum nuclear. Acest fenomen a fost considerat teoretic şi evidenţiat experimental prin apariţia unor minime şi maxime puţin pronunţate pe curbele $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$, aşa cum se observă în figura III—8. Abaterea factorului nuclear de formă de la unitate oferă astfel informaţii asupra distribuţiei sarcinii protonilor în nucleu, aşa cum factorul atomic de formă [2], care descrie influenţa densităţii de electroni din atom asupra împrăştierii undelor luminoase şi a electronilor lenţi, determină efectul de ecranare a sarcinii nucleului de către norul electronic.

Factorul nuclear de formă $F(q)$ este corelat cu amplitudinea de împrăştiere $f(\theta)$ prin ecuaţia [3]:

$$f(0) = \frac{e^2}{2m\,v^2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} [Z - F(q)] \qquad \text{(III, 7—20)}$$

şi are următoarea formă generală:

$$F(q) = \int_\tau |\Phi_0|^2 \cdot \sum_{i=1}^{Z} \exp(i \cdot q \cdot R_i) \cdot d\tau_R \qquad \text{(III, 7—21)}$$

Se observă că dacă $F(q) = 1$, având pe $f(0)$, conform relaţiei (III, 7—8) se obţine expresia secţiunii eficace diferenţiale Rutherford. Deoarece în starea fundamentală a nucleului cu sarcină $Z \cdot e$, densitatea de sarcină efectivă $\rho_0(R)$ este corelată cu funcţia de undă nucleară prin relaţia:

$$\rho_0(R) = Z \cdot e |\Phi_0|^2 \qquad \text{(III, 7—22)}$$

cu condiţia: $\int \rho(R) \cdot d\tau = 1$, unde $\rho = \frac{\rho_0}{Z \cdot e}$, factorul nuclear de formă se mai poate scrie:

$$F(q) = \int_\tau \rho \cdot (R) \cdot \exp(i \cdot q \cdot R) d\tau \qquad \text{(III, 7—23)}$$

---

[1] N. Mott, *Proc. Roy. Soc.*, A **124**, 426 (1929); A **135**, 429 (1932); W. McKinley, H. Feshbach, *Phys. Rev.*, **74**, 1759 (1948); R. Dalitz, *Proc. Roy. Soc.*, A **206**, 509 (1951).

[2] D. Blohinţev, op cit., p. 275.

[3] M. Born, „Fizica atomică", traducere din limba engleză, Bucureşti, 1973, p. 272 şi 568.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În această relație, q reprezintă momentul transferat în procesul de ciocnire, care — așa cum se poate vedea din figura III—9 — este dat de relația:

$$|q| = \frac{|p_0 - p|}{\hbar} = \frac{2p}{\hbar} \cdot \sin\frac{\theta}{2} = \frac{2E_0}{\hbar \cdot c} \sin\frac{\theta}{2} = \frac{2}{\lambda\!\!\!^{-}} \cdot \sin\frac{\theta}{2} \qquad \text{(III, 7—24)}$$

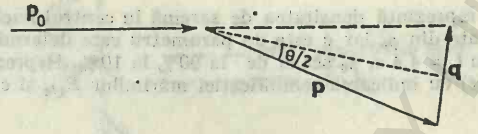


Fig. III—9. — Definiția momentului transferat în ciocnirea electron-nucleu.

unde în ciocnirea elastică, $p = |p_0| = |p|$ (în funcție de vectorii unitate $\mathbf{n}_0$ și $\mathbf{n}$, $p_0 = \mathbf{p} \cdot n_0$ și $p = \mathbf{p} \cdot n$). Dacă $\exp(i \cdot q \cdot R) \to 1$, se vede clar că $F(q) = \frac{1}{Z \cdot e} \int \rho(R) \cdot d\tau = 1$.

Dacă pentru distribuția de sarcină $\rho(R)$ se admite o simetrie sferică, integrarea ecuației (III, 7—23) conduce la expresia:

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) \cdot r \cdot dr \qquad \text{(III, 7—25)}$$

Pentru valori mici ale impulsului transferat q, cînd lungimea de undă asociată electronului este mai mare decît raza nucleară, $q \cdot R \ll 1$, $\sin(qr)$ se poate dezvolta în serie de puteri ale lui q și $F(q)$ devine:

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \cdot \int \rho(r) \left(q \cdot r - \frac{q^3 r^3}{3!} + \ldots \right) r \cdot dr = \qquad \text{(III, 7—26)}$$

$$= \int \rho(r)\, 4\pi \cdot dr - \frac{1}{6} q^2 \cdot \int r^2 \cdot \rho(r)\, 4\pi r^2 \cdot dr + \ldots$$

$$= 1 - \frac{1}{6} (q \cdot a)^2 + \ldots$$

unde:

$$\langle a \rangle^2 = \int_0^R r^2 \cdot \rho(r) 4\pi r^2 \cdot dr \qquad \text{(III, 7—27)}$$

este raza medie pătratică a distribuției sarcinii nucleare. Pentru valori mari ale impulsului transferat, $\lambda\!\!\!^{-}$ atinge dimensiunea nucleară, $q \cdot R \gg 1$ și densitatea de sarcină $q(r)$ variază sensibil cu raza nucleară, fenomen care se produce la suprafața nucleului.

Printr-o transformare Fourier a ecuației (III, 7—25) se poate obține o expresie pentru densitatea de sarcină $\rho(r)$:

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi r^2} \cdot \int_0^\infty F(q) \cdot \sin(qr) \cdot q \cdot dq \qquad \text{(III, 7—28)}$$

Astfel, din cunoașterea factorului de formă $F(q)$ pentru un domeniu de valori ale lui q, ceea ce experimental înseamnă măsurarea secțiunii eficace pentru diferite energii ale electronilor incidenți și unghiuri de împrăștiere, se poate determina distribuția de sarcină $q(r)$. Pentru calcularea razei distribuției sarcinii nucleare se utilizează mai multe expresii matematice pentru $\rho(r)$ dintre care mai frecvent utilizată este distribuția Fermi (Woods-Saxon) care asigură o bună concordanță între datele teoretice și experimentale, printr-o judicioasă ajustare a parametrilor

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITARĂ

nucleari. Forma distribuției Fermi este următoarea:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\dfrac{r - R_{1/2}}{c}} \qquad \text{(III, 7—29)}$$

unde ρ_0 reprezintă densitatea de sarcină în centrul nucleului, $R_{1/2}$ este raza la care $\rho(r)$ scade la jumătate din ρ_0 iar c este un parametru care determină grosimea suprafeței nucleare, astfel că pentru $t = 4{,}4\,c$, ρ_0 scade de la 90% la 10%. Reprezentarea grafică a ecuației (III, 7—29), $\rho(r) = f(r)$ cu indicarea semnificației mărimilor $R_{1/2}$ și c este ilustrată în figura III—10. Con-

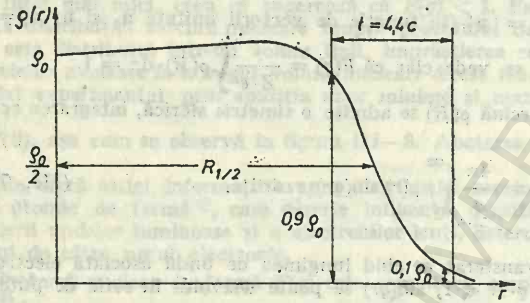


Fig. III—10. — Variația distribuției de sarcină $\rho(r)$ în nucleu.

cluzia importantă care se degajă din analiza rezultatelor este următoarea: densitatea de sarcină este aproximativ constantă în interiorul nucleului și scade abrupt la suprafață, determinînd o grosime a acesteia, care este aproape identică pentru toate nucleele. Valorile parametrilor ρ_0, $R_{1/2}$ și c care verifică bine ecuația (III, 7—29) pentru cele mai multe nuclee[1], sînt:

$$\rho_0 \cong 1{,}65 \cdot 10^{44} \text{ nucleoni/m}^3$$

$$R_{1/2} = (1{,}016 + 1{,}05 \cdot 10^{-4} A) A^{1/3} \text{ (fm)}$$

$$c = 0{,}502 \text{ (fm)}$$

Concordanță bună între măsurătorile experimentale de secțiune eficace diferențială de împrăștiere și calculele teoretice efectuate în aproximația Born, s-a observat de regulă, pentru nucleele ușoare. La nucleele grele, unde aproximația Born nu se poate aplica datorită distorsiunii undelor nucleare incidente și împrăștiate în cîmpul coulombian, calculele s-au efectuat în teoria cuantică a ciocnirilor cu analiza exactă a deplasării de fază[2], utilizînd diferite forme funcționale ale distribuției de sarcină. Din compararea acestor două metode de calcul cu datele experimentale, rezultă că o bună concordanță între teorie și experiență se obține dacă se consideră sarcina nucleară distribuită într-un volum finit și nu localizată într-un punct. În figura III—11 se prezintă variația secțiunii eficace di-

[1] B. Hahn, D. Ravenhall, R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, **101**, 1131 (1956). R. Hofstadter, „Nucleon and nuclear structure", Benjamin, 1963. R. Hofstadter și colab., *Phys. Rev.*, B **137**, 865 (1935). G. Van Niftrik, G. Peterson, G. Rawitscher, *Phys. Rev.*, **177**, 1797 (1969).

[2] D. Yennie, D. Ravenhall, R. Wilson, *Phys. Rev.*, **92**, 1325 (1953); **95**, 500 (1954).

ferențiale cu unghiul de împrăștiere, pentru aur, la o energie a electronilor de 150 MeV, calculată în aproximația Born și prin metoda deplasării de fază, considerînd sarcina nucleului punctiformă, distribuită uniform într-un volum finit (*A*) și după relația (III, 7—29), (*B*). Datele experimentale sînt indicate prin semnul (·). În primul rînd se observă că va-

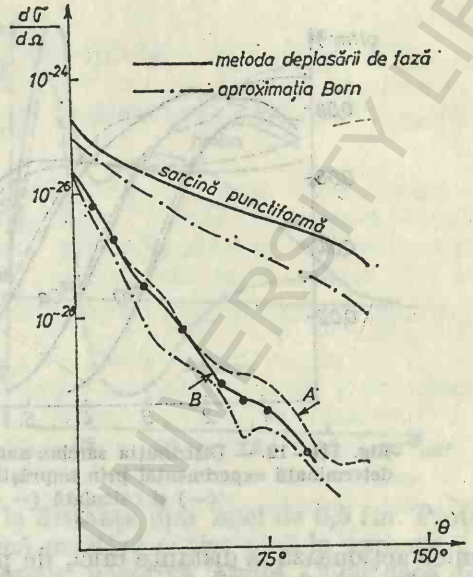


Fig. III—11. — Variația secțiunii eficace diferențiale cu unghiul de împrăștiere, calculată după modelul sarcinii punctiforme, distribuite într-un volum finit uniform (*A*) și după relația (III, 7—29) (*B*), pentru aur ($q \cdot R = 5{,}4$; $E_0 \simeq 155$ MeV).

lorile $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ sînt cu cîteva ordine de mărime mai mari în reprezentarea sarcinii punctiforme, iar în al doilea rînd, datele experimentale concordă bine cu calculele teoretice care consideră distribuția sarcinii în nucleu după relația (III, 7—29).

În scopul determinării cît mai precise a razei nucleare, au fost efectuate numeroase măsurători experimentale de împrăștiere a electronilor și s-au calculat secțiunile eficace utilizînd diferite forme matematice ale distribuției de sarcină, pentru un număr mare de nuclee, care au asigurat o concordanță mai bună între datele experimentale și teoretice și au permis elaborarea unor interpretări teoretice asupra structurii nucleelor [1]. Toate datele verifică valabilitatea ecuației (III, 7—1) pentru majoritatea nucleelor, stabilind următoarele valori pentru unitatea de rază nucleară R_0:

$$R_0 = 1{,}32 \text{ fm pentru } A < 50$$

$$R_0 = 1{,}21 \text{ fm pentru } A > 50$$

[1] J. Bellicard, K. Van Oostrum, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 242 (1967). R. Hofstadter și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 1402 (1969); R. Mohan și colab., *Phys. Rev., Lett.*, **23**, 868 (1969); J. Ficenec și colab., *Phys. Lett.*, B **32**, 460 (1970); R. Barrett și colab., *Phys. Rev.*, **166**, 1589 (1968); T. Donnelly, G. Walker, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1121 (1969); W. Gerace, D. Sparraw, *Phys. Lett.*, B **30**, 71 (1969); *Nucl. Phys.*, A **145**, 289 (1970); G. Ciofi degli Atti, N. Kabachnik, *Phys. Rev.*, C **1**, 809 (1970).

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITATEA „AL. I. CUZA” IAȘI

Ipoteza densității nucleare constante este astfel pe deplin demonstrată. Pentru orientare, în figura III—12 este prezentată distribuția sarcinii nucleare determinată experimental și calculată după teoria materiei nucleare finite [1], pentru cîteva nuclee. Interpretările teoretice se bazează pe presupunerea că nucleele au formă sferică și consideră că legile electro-

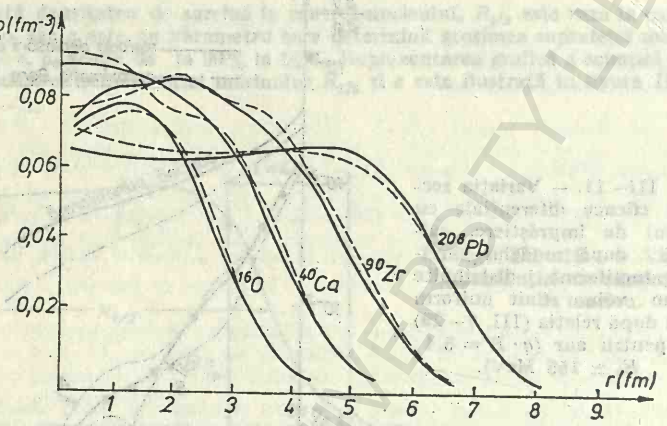


Fig. III—12. — Distribuția sarcinii nucleare pentru cîteva nuclee, determinată experimental prin împrăștierea elastică a electronilor (—) și calculată (— — —).

dinamicii acționează la distanțe mici, de pînă la 1 fm. În general, este bine stabilit că nucleul conține o zonă centrală, miez, de densitate nucleară constantă (*core* în limba engleză) înconjurată de o suprafață nucleară de grosime constantă. Această reprezentare este valabilă pentru nuclee grele ($A > 15$). La nuclee ușoare în zona centrală, densitatea nucleară nu mai este constantă și se înregistrează chiar o reducere spre centrul nucleului.

Structura nucleonilor. O aplicație importantă a împrăștierii elastice a electronilor rapizi este cercetarea structurii electromagnetice a nucleonilor (neutroni și protoni). Deoarece raza acestora este chiar mai mică de 10^{-13} cm, pentru cercetarea structurii lor este necesar să se utilizeze electroni cu energie de pînă la 10^3 MeV [2]. Experiențele de împrăștiere prin hidrogen și materiale cu conținut bogat în hidrogen au dezvăluit o structură finită a protonului [3]. Informații similare s-au obținut pentru neutroni [4], din studiul împrăștierii electronilor rapizi prin deuteriu, eliminînd contribuția protonului. Calculul factorului nucleonic de formă, pentru proton și neutron, din rezultatele experimentale de distribuție unghiulară a electronilor rapizi împrăștiați, a indicat o distribuție deter-

[1] J. Negele, *Phys. Rev.*, C 1, 1260 (1970).

[2] D. Olsen, H. Schopper, R. Wilson, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 286 (1961).

[3] R. Hofstadter și colab., *Phys. Rev.*, **102**, 851 (1956); **103**, 454 (1956); *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 261 (1960).

[4] R. Hofstadter, și colab., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 482 (1958); *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 290 (1961); **6**, 293 (1961).

minată a sarcinii și momentului magnetic, care este în dezacord cu reprezentarea punctiformă acceptată. În figura III—13 se prezintă distribuția sarcinii electrice în proton și neutron, determinată experimental. Sarcina totală este egală cu unitatea pentru proton și zero pentru neutron (similar ca la atom, conform fig. III—3). Se observă că ambii nucleoni

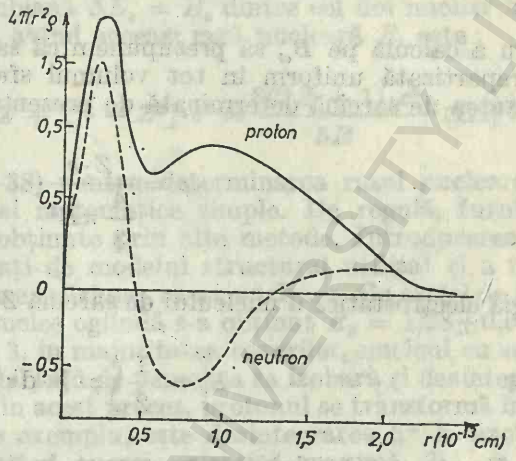


Fig. III — 13. — Distribuția sarcinii în proton și neutron.

conțin sarcini pozitive localizate la distanțe mai mici de 0,5 fm. Protonul mai conține încă un nor de sarcină pozitivă extins pînă la aproape 2 fm, iar neutronul posedă un nor de sarcină negativă lărgită. Chiar dacă datele experimentale sînt încă insuficiente și se pot îmbunătăți, pentru a determina cu mai bună precizie parametrii distribuției de sarcină și dacă mecanismul de interacție electron-nucleon nu este încă bine cunoscut, o primă concluzie se impune : nucleonii au o structură electromagnetică complexă.

Evaluarea energiei de legătură a unei perechi de nuclee oglindă. Altă metodă de evaluare a razei nucleare se bazează pe considerarea energiei de legătură a doi nuclizi izobari, numiți și nuclee oglindă. Este știut că o pereche de nuclee oglindă se deosebește, în ce privește structura nucleonică printr-un proton (un nuclid conține Z protoni, iar perechea sa conține $Z + 1$ protoni) dar au aceeași rază nucleară R. Presupunînd că forțele nucleare nu depind de natura nucleonilor, diferența dintre energia de legătură a celor două nuclee $B(A, Z)$ și $B(A, Z + 1)$ este determinată de respingerea electrostatică exercitată între protoni, fiind egală cu energia electrostatică a protonului excedentar aflat în cîmpul celorlalți Z protoni. Mărimea energiei depinde de distribuția sarcinii în volumul nucleului și de dimensiunile lui. Acest procedeu de calcul, bazat pe considerații clasice, a fost sugerat de Bethe [1]. Evaluarea cuanto-mecanică a energiei coulombiene este laborioasă și depinde de natura potențialului nuclear. Valoarea razei nucleare este mai mică [2] decît cea obținută din considerații clasice.

---

[1] H. Bethe, *Phys. Rev.*, 54, 436 (1938).
[2] D. Hill, „Handbuch der Physik", vol. 39, Springer Verlag, 1957, p. 178.

Dacă $B(A, Z)$ şi $B(A, Z+1)$ reprezintă energiile de legătură ale celor doi nuclizi izobari, diferenţa dintre ele va da energia electrostatică de repulsie coulombiană B_c, exercitată de protonul suplimentar în cîmpul celorlalţi protoni:

$$B_c = B(A, Z+1) - B(A, Z) \qquad \text{(III, 7—30)}$$

Pentru a calcula pe B_c, să presupunem că sarcina electrică a protonilor este repartizată uniform în tot volumul sferic al nucleului de rază R. Densitatea de sarcină determinată de prezenţa protonilor în nucleu este:

$$\rho = \frac{Z \cdot e}{\frac{4}{3}\pi R^3}. \qquad \text{(III, 7—31)}$$

Energia electrostatică a nucleului de sarcină Z are forma:

$$E_c = \frac{1}{2}\int \rho \cdot V \cdot d\tau \qquad \text{(III, 7—32)}$$

unde V este potenţialul într-un punct în interiorul nucleului, datorat acţiunii celor Z protoni. Potenţialul unui strat sferic de rază $\mathcal{R}$, la distanţa $r > \mathcal{R}$ de centrul sferei este:

$$V_a = \rho \cdot \frac{1}{r} \cdot 4\pi \mathcal{R}^2 \cdot d\mathcal{R} \qquad \text{(III, 7—33)}$$

şi în cazul cînd $r < \mathcal{R}$, potenţialul V_b este dat de relaţia:

$$V_b = \rho \frac{1}{\mathcal{R}} 4\pi \mathcal{R}^2 \cdot d\mathcal{R} = \rho \cdot 4\pi \mathcal{R} \cdot d\mathcal{R} \qquad \text{(III, 7—34)}$$

Potenţialul $V(r)$ în punctul r, determinat de sarcina $Z \cdot e$ distribuită uniform în nucleu va fi:

$$V(r) = V_a + V_b = \frac{3Ze}{R^3} \cdot \left(\int_0^r \frac{\mathcal{R}^2 \cdot d\mathcal{R}}{r} + \int_0^R \mathcal{R} \cdot d\mathcal{R} \right) \qquad \text{(III, 7—35)}$$

care prin integrare conduce la:

$$V(r) = \frac{Z \cdot e}{2R^3} \cdot (3R^2 - r^2) \qquad \text{(III, 7—36)}$$

Introducînd în ecuaţia (III, 7—32) expresiile (III, 7—31) şi (III, 7—36),

cu elementul de volum $d\tau = 4\pi r^2 \cdot dr$, energia electrostatică devine:

$$E_c = \frac{3Z^2e^2}{2R^6}\int_0^R (3R^2 - r^2)\, r^2 \cdot dr = \frac{3}{5}\cdot\frac{Z^2 e^2}{R} \qquad \text{(III, 7—37)}$$

Diferența de energie coulombiană $\Delta E_c = B_c$ dintre cei doi nuclizi izobari cu sarcină $Z \cdot e$ și $(Z+1)\cdot e$, avînd aceeași rază nucleară R, este:

$$\Delta E_c = \frac{3}{5R} \cdot [(Z+1)^2 - Z^2]\cdot e^2 = \frac{3(2Z+1)\cdot e^2}{5R} \qquad \text{(III, 7—38)}$$

Utilizarea ecuației (III, 7—38) pentru determinarea razei nucleare este convenabilă, datorită formei matematice simple. De regulă, furnizează valori mai mari decît cele obținute prin alte metode. Introducerea unor termeni corectivi, determinați de modelul structural utilizat și a formei distribuției de sarcină, reduce mărimea razei nucleare. Cu astfel de corecții [1], pentru o pereche de nuclee oglindă s-a obținut $R_0 = 1{,}28 \pm 0{,}05$ fm.

Pentru nuclizi cu $A > 3$, în majoritatea cazurilor, nucleul cu sarcina mai mare, $Z+1$, este instabil față de perechea sa izobară și dezintegrează prin emisia de pozitron β^+; în acest proces, protonul se transformă într-un neutron și pozitron. Așa de exemplu, este dezintegrarea β^+ a azotului: ${}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + \beta^+ + \nu$. Cunoscînd energia cinetică maximă T_{max} a pozitronilor din spectrul de energie, se poate determina raza nucleară pornind de la relația de conservare a energiei:

$$T_{max} = \Delta E_c - (M_n - M_p) - m_0c^2 = \Delta E_c - 1{,}8\ (\text{MeV}) \qquad \text{(III, 7—39)}$$

unde $M_n - M_p = 939{,}55 - 938{,}25 = 1{,}3$ MeV și $m_0c^2 = 0{,}5$ MeV. Dacă în ecuația (III, 7—38) punem $A = 2Z - 1$ pentru izobarul cu sarcina mai mare a perechii de nuclee oglindă și înlocuim pe R cu relația (III, 7—1), relația (III, 7—39) devine:

$$T_{max} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{R_0}\cdot A^{2/3} - 1{,}80 \qquad \text{(III, 7—40)}$$

Astfel, din determinarea experimentală a energiei cinetice maxime din spectrul de energie pentru perechea izobară impară, se poate calcula unitatea de rază nucleară R_0. Relația (III, 7—40) se verifică bine pentru nuclizi pînă la $A = 40$, așa cum se poate vedea din figura III—14, unde se reprezintă T_{max} în funcție de $A^{2/3}$, pentru mai mulți nuclizi cu $A = 11$—41.

O pereche de nuclee oglindă care a fost bine studiată, datorită informațiilor pe care le-a oferit referitoare la natura forțelor nucleare, este ${}^{3}_{1}H - {}^{3}_{2}He$. Diferența de energie de legătură $\Delta B({}^3H - {}^3He)$ a acestei perechi este:

$$\Delta B({}^3H - {}^3He) = B({}^3H) - B({}^3He) = 8{,}482 - 7{,}718 = 0{,}764\,\text{MeV}$$

[1] O. KOFOED-HANSEN. *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 449 (1958).

Conform relației (III, 7—38) pentru ^3He, cu $Z = 2$, se obține:

$$\Delta B(^3H - ^3He) = \Delta E_c = \frac{6}{5} \cdot \frac{e^2}{R} = 0{,}674$$

care dă: $R = 2{,}31 \cdot 10^{-13}$ cm.

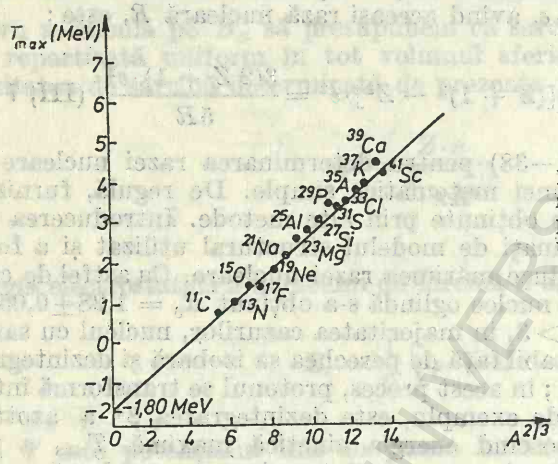


Fig. III — 14. — Energia maximă a pozitronilor, T_{max} pentru cîteva nuclee ușoare cu $A = 2Z - 1$ (Relația (III, 7—40)).

Studiul radiației Röntgen a mezoatomilor. La fel ca electronii, mezonii μ^- interacționează cu materia sub acțiunea forțelor electromagnetice (dacă se manifestă și o interacțiune neelectromagnetică, aceasta este totuși slabă), micșorîndu-și treptat viteza pînă la o valoare minimă, cînd sînt captați de atom, pe una din orbitele Bohr de energie determinată. Aceste nivele de energie sînt similare cu acelea ocupate de electroni. Sistemul format din nucleul atomic și particulele elementare mezoni μ^-, care se rotesc pe orbite circulare staționare, constituie un mezoatom. Într-un mezoatom, mezonul μ^- poate exista pe un nivel energetic inferior un timp scurt, de ordinul a 10^{-6}s ($\tau_{\mu^-} \simeq 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s) după care se dezintegrează într-un electron (cu formarea unei perechi neutrino-antineutrino) din care cauză, aceste sisteme sînt tranziente. La mezoatomii mai grei, mezonul se află mai aproape de nucleu și este posibilă captarea de către un proton din nucleu cu formarea unui neutron, însoțită de emisia unei radiații γ. Nivelele de energie într-un mezoatom sînt caracterizate prin numere cuantice bine definite, la fel ca nivelele electronice în atomul obișnuit. Există însă deosebiri determinate de unele proprietăți specifice mezonului, dintre care masa introduce diferențe importante. Este știut că masa mezonului μ^- este mai mare decît masa electronului: $m_{\mu^-} = 207\, m_{e^-}$ ($m_{\mu^-} = 105{,}659 \pm 0{,}002$ MeV). Din această cauză, conform teoriei clasice a lui Bohr, raza orbitelor mezonice va fi de $\frac{m_{\mu^-}}{m_{e^-}} = 207$ ori mai mică decît raza orbitelor electronice, după relația:

$$r_{\mu^-} = \frac{h^2}{4\pi^2 \cdot m_{\mu^-} \cdot Z \cdot e^2} \cdot n^2 \qquad \text{(III, 7—41)}$$

unde mărimile au semnificația cunoscută [1]. Dacă pentru atomul de hidrogen, $r_H = 0{,}532 \cdot 10^{-8}$ cm, mezoatomul de hidrogen are o rază de $2{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm. La nucleele grele, raza mezonică se micșorează pînă la dimensiunea nucleară, iar pentru $n = 1$, mezonul se poate afla chiar în interiorul volumului nuclear. Pentru plumb, de exemplu, raza orbitei cu $n = 1$ este $3{,}1 \cdot 10^{-13}$ cm., iar cu $n = 2$ este $12 \cdot 10^{-13}$ cm, ceea ce arată că în starea fundamentală mezonul se află o fracțiune importantă de timp în nucleu ($\sim 50\%$). Energia de legătură a mezonilor μ^-:

$$E_{\mu^-} = -\frac{2\pi^2 \cdot m_{\mu^-} \cdot Z^2 \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad \text{(III, 7—42)}$$

este de asemenea de 207 ori mai mare decît a electronilor. Mezoatomul avînd proprietățile unui atom obișnuit, tranziția mezonului de pe o orbită superioară pe una inferioară este însoțită de emisia unei radiații de frecvență bine determinată. Energia fotonilor emiși este de ordinul a cîtorva MeV, cu o lungime de undă de $10^{-7} \div 10^{-8}$ cm. Astfel de fotoni, obținuți pentru prima dată de W. Chang în 1949, se denumesc radiații Röntgen mezoatomice. Măsurarea energiei acestor radiații dă diferența de energie dintre două stări ale mezoatomului și oferă informații asupra distribuției sarcinii electrice în nucleu și a dimensiunilor acestuia. Datorită acestor însușiri, mezoatomii se utilizează cu succes în studiul structurii nucleului atomic [2]. Mezonii μ^- servesc ca sonde eficiente pentru explorarea distribuției sarcinii și curentului în nuclee [3].

Energia stărilor legate ale mezonului μ^- într-un nucleu punctiform cu sarcina $Z \cdot e$ este dată de teoria lui Dirac, care consideră mezonul ca un electron greu:

$$E_{\mu^-} = \frac{1}{2} m_\mu \cdot c^2 \cdot \left(\frac{Z \cdot \alpha}{n}\right)^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{Z \cdot \alpha}{n}\right)^2 \cdot \left(\frac{n}{|k|} - \frac{3}{4}\right)\right] \qquad \text{(III,7—43)}$$

unde $|k| = l + 1$ pentru $j = l + \frac{1}{2}$ și $|k| = l$ pentru $j = l - \frac{1}{2}$, iar α este constanta de structură fină: $\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c}$. Considerînd nucleul de mărime finită, în ecuația (III, 7—43) se introduce o corecție de interacțiune coulombiană, care este corelată cu densitatea de sarcină electrică $\rho(r)$ și permite obținerea unei soluții mai exacte a ecuației lui Dirac [4]. Calculul energiei radiațiilor Röntgen mezoatomice s-a efectuat pentru diferite tranziții: $2p \to 1s$; $3d \to 2p$; $4f \to 3d$ ș.a. [5], dintre care mai mult

[1] I. G. Murgulescu, op. cit., p. 121.
[2] Y. Kim, „Mesic atoms and nuclear structure", North-Holland Publ. Comp., 1971.
[3] S. Devons, J. Duerdoth, *Adv. Nucl. Phys.*, **2**, 295 (1969); C. Wu, L. Wilets, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **19**, 572 (1969).
[4] V. Fitch, J. Rainwater, *Phys. Rev.*, **92** 789 (1953); J. Rainwater, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **7**, 1, (1957); K. Ford, D. Hill, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **5**, 25 (1955); L. Cooper, E. Henley, *Phys. Rev.*, **92**, 201 (1953).
[5] K. Ford, J. Wills, *Phys. Rev.*, **185**, 1429 (1969).

s-a studiat tranziția $2p \to 1s$. Energia stării $1s$ depinde sensibil de distribuția sarcinii nucleare și astfel, tranziția $2p \to 1s$ permite determinarea corectă a razei nucleare. Starea $2p$ se realizează în aproximativ $10^{-13} \div 10^{-14}$ s, de la captura mezonului μ^- pe orbită și tranziția $2p \to 1s$ se produce în aproximativ 10^{-18} s. Din confruntarea valorilor calculate ale energiilor de tranziție, cu energiile radiațiilor Röntgen mezoatomice — corespunzătoare diferitelor tranziții — determinate experimental [1], pentru un număr mare de nuclee, s-au obținut parametrii nucleari, exprimați fie prin raza medie pătratică $\langle a^2 \rangle$, ecuația (III, 7—27), fie prin $R_{1/2}$ și c din distribuția Fermi (III, 7—29). Cele mai multe rezultate conduc la o valoare a unității de rază nucleară, $R_0 = 1{,}17 \cdot 10^{-13}$ cm, care concordă bine cu datele obținute din împrăștierea elastică a electronilor rapizi, mai ales pentru nucleele grele, deoarece la acestea orbitele inferioare au dimensiuni mici (apropiate de ale nucleelor).

Faptul că raza nucleară este dată de relația (III, 7—1), dovedește că volumul nuclear V_N:

$$V_N = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A. \qquad \text{(III, 7—44)}$$

este proporțional cu numărul de nucleoni: $V_N \propto R^3 \propto A$ și ca urmare, volumul care revine unui nucleon este constant. Presupunînd că nucleonii sînt distribuiți uniform în nucleu și că deci densitatea materiei nucleare este constantă, se obține pentru densitatea nucleară d_N, un ordin de mărime foarte mare:

$$d_N = \frac{M_N}{V_N} = \frac{m_N \cdot A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 \cdot A} \simeq \frac{1{,}67 \cdot 10^{-27}}{1{,}15 \cdot 10^{-44}} \simeq 10^{15} \text{ g/cm}^3.$$

și în mod corespunzător o valoare foarte mare pentru numărul de nucleoni pe unitatea de volum, n_N:

$$n_N = \frac{3}{4\pi(1{,}3 \cdot 10^{-13})^3} \simeq 10^{38} \text{ nucleoni/cm}^3.$$

Să remarcăm că n_N este de 10^{15} ori mai mare decît numărul lui Avogadro. Gradul înaintat de condensare a materiei nucleare, sugerează o caracteristică importantă a forțelor nucleare: distanța mică de interacțiune dintre nucleoni. Pentru a se asigura legătura a A nucleoni într-un nucleu, care se găsesc la distanțe foarte mici între ei ($\sim 10^{-13}$ cm) interacțiunea care se exercită este deosebit de puternică și se desemnează ca interacțiune tare.

---

[1] H. Anderson, C. Johnson, E. Hincks, *Phys. Rev.*, **130**, 2468 (1963); G. Backenstoss și colab., *Nucl. Phys.*, **62**, 449 (1965); D. Andersen, D. Jenkins, R. Power, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 71 (1970).

8. DISTRIBUȚIA MATERIEI NUCLEARE

O proprietate importantă a structurii nucleare este mărimea aproximativ constantă a densității materiei nucleare în interiorul nucleului, pentru toți nuclizii. Echilibrul între forțele atractive, care mențin legat sistemul nuclear, și forțele repulsive, care tind să extindă sistemul, determină stabilirea unei densități de echilibru. Dacă prin diferite metode experimentale s-a putut determina distribuția sarcinii electrice a protonilor în nucleu, acest lucru nu a fost încă posibil pentru neutroni. Într-o primă aproximație, se poate considera însă că distribuția densității neutronilor urmează îndeaproape distribuția sarcinii nucleare, în special la nucleele grele, unde numărul de protoni este apreciabil mai mic decît cel al neutronilor. Cu teoria interacțiunilor electromagnetice, bine cunoscută și fundamentată astăzi, pe baza datelor experimentale obținute asupra explorării sarcinii nucleare, s-a putut stabili distribuția sarcinii în nucleu, obținîndu-se informații despre structura nucleului. Distribuția neutronilor este însă mai puțin cunoscută datorită faptului că fenomenele nucleare, care sînt determinate de interacțiile nucleonice, sînt mai puțin înțelese și fundamentate teoretic, chiar dacă există mai multe metode experimentale variate de explorare a nucleului. Cunoașterea separată a distribuției protonilor și neutronilor în nucleu este o sarcină fundamentală a teoriei structurii nucleare, care se poate rezolva cantitativ cu ajutorul teoriei materiei nucleare [1]. Diferitele metode abordate pentru cercetarea distribuției materiei nucleare prezintă dificultăți considerabile și incertitudini, dar considerate și analizate în ansamblu oferă informații consistente [2]. Materia nucleară reprezintă un sistem ipotetic, infinit, uniform, compus dintr-un număr egal de protoni și neutroni, în care nucleonii interacționează între ei prin forțe nucleare, fără a considera interacția electromagnetică. Masele neutronului și protonului sînt admise egale; în materia nucleară particulele constituente sînt considerate nucleonii, care se disting prin două grade de libertate interne : spinul σ și izospinul τ. Pentru tratarea cantitativă cuanto-mecanică a sistemului nuclear format din $\mathcal{N}$ nucleoni, ce constituie o problemă de mai multe corpuri, se utilizează metoda cîmpului selfconsistent Hartree-Fock pentru calculul funcțiilor de undă atomice. Teoria materiei nucleare, formulată la început pentru nuclee cu dimensiuni infinite și apoi pentru situația reală a nucleelor cu dimensiuni finite, a fost elaborată de K. Brückner, care a arătat condițiile în care se poate aplica calculul Hartree-Fock la sistemul nuclear multinucleonic. Mai multe fapte demonstrează că potențialul nuclear înregistrează fluctuații foarte mari în diverse puncte din nucleu, ceea ce determină completarea reprezentării mișcării independente a nucleonilor în cîmpul nuclear selfconsistent cu interacțiunea nucleară tare dintre doi nucleoni. Experiența oferă indicații clare cu privire la faptul că în interiorul

---

[1] R. Roy, B. Nigam, „Nuclear Physics, Theory and Experiment", John Wiley, 1967, p. 320; A de Shalit, H. Feshbach, „Theoretical Nuclear Physics", vol. I, „Nuclear Structure", J. Wiley, 1974, cap. III, VII; M. Preston, „Physics of the Nucleus", Addison-Wesley, 1932, p. 190; M. Preston, R. Bhaduri, „Structure of Nucleus", Addison-Wesley, 1975.

[2] P. Hodgson, op. cit., p. 35.

nucleului se manifestă puternic forţele nucleare binucleonice [1]. Funcţia de undă a unui nucleon oarecare se obţine admiţînd că în nucleu acţionează un potenţial comun datorat prezenţei celorlalţi nucleoni şi un potenţial de interacţie a doi nucleoni, care are o contribuţie importantă. O serie de date experimentale şi unele evaluări teoretice au oferit o înţelegere generală a naturii forţelor de interacţie a doi nucleoni, permiţînd obţinerea mai multor expresii matematice, de a căror formă şi componenţă depinde în mare măsură rezultatul final. Datorită complexităţii matematice întîmpinate în obţinerea funcţiilor de undă nucleare, s-au utilizat diferite aproximaţii. Aplicarea teoriei lui Brückner la nuclee cu dimensiuni finite [2], utilizînd anumite forme de potenţial nuclear pentru interacţia a doi nucleoni, a permis obţinerea multor proprietăţi ale structurii nucleare, de exemplu: energia totală de legătură nucleară şi distribuţia densităţii nucleonilor în nucleu. Cunoscînd funcţiile de undă nucleare $\Psi_i(r)$ ale nucleonilor individuali, se poate calcula distribuţia densităţii pentru neutroni $\rho_n(r)$ şi protoni $\rho_p(r)$, după relaţiile:

$$\rho_n^{(r)} = \sum_{i=1}^{N} \Psi_i^n(r) \qquad \text{(III, 8—1)}$$

$$\rho_p^{(r)} = \sum_{i=1}^{Z} \Psi_i^p(r) \qquad \text{(III, 8—2)}$$

Densitatea totală a materiei nucleare este deci:

$$\rho_m = \rho_n(r) + \rho_p(r) \qquad \text{(III, 8—3)}$$

Calculele efectuate de Brückner şi colab., pentru mai multe nuclee (^{16}O, ^{40}Ca, ^{90}Zr) au arătat că distribuţia densităţii neutronilor este identică cu aceea a protonilor, aşa cum se poate observa din figura III—15, unde este reprezentată variaţia densităţii protonilor, neutronilor şi totale cu raza nucleară pentru nucleul ^{90}Zr.

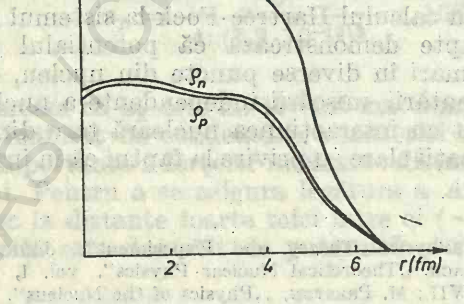


Fig. III — 15. — Variaţia densităţii totale a neutronilor şi protonilor cu raza nucleară, pentru ^{90}Zr, calculată după Brückner.

[1] K. Brückner, R. Eden, N. Francis, *Phys. Rev.*, **98**, 1445 (1950).
[2] K. Brückner, J. Gammel, H. Weitzner, *Phys. Rev.*, **110**, 431 (1948); K. Brückner, M. Lochett, M. Rottenberg, *Phys. Rev.*, **121**, 255 (1961).

În scopul apropierii concordanței dintre rezultatele teoretice și experimentale, au fost întreprinse calcule detaliate, considerînd diferite aspecte ale proprietăților nucleare : existența miezului repulsiv, masa efectivă, dependența de densitate a potențialului nuclear ș.a., care au indicat că există o diferență între raza medie pătratică $\langle a^2 \rangle$ a distribuției neutronilor și protonilor : $\delta = \langle a_n^2 \rangle^{1/2} - \langle a_p^2 \rangle^{1/2}$, neutronii avînd o distribuție mai largă. Utilizînd diferite forme ale potențialului de interacțiune, calculele Hartree-

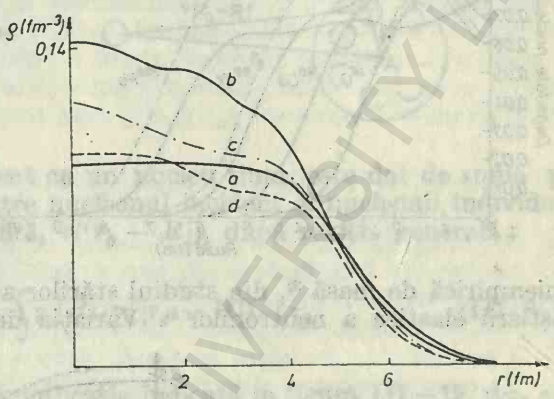


Fig. III—16. — Densitatea de sarcină în Ca. *a*) împrăștierea elastică a electronilor; *b*) potențial nuclear independent de densitate; *c*) potențial nuclear dependent de densitate, fără corecții; *d*) potențial nuclear dependent de densitate, cu corecții.

Fock [1] pentru ^{208}Pb au dat pentru δ o valoare de $0{,}2 \div 0{,}3$, iar pentru raza distribuției sarcinii electrice s-a obținut o valoare apropiată de aceea determinată din împrăștierea elastică a electronilor. Pentru a lua în considerare variația densității nucleonilor în nucleu, care este mai importantă în regiunea suprafeței nucleare, se introduce un potențial local efectiv de interacțiune a doi nucleoni care este o funcție de impuls și cuprinde un număr de parametri corectivi (forțele de trei corpuri, corecții relativiste ș.a.). Procedeul este cunoscut ca aproximația densității locale [2]. Calculele amănunțite de distribuție a materiei nucleare au fost efectuate pornind de la ecuațiile Hartree-Fock dependente de densitate. S-a observat o influență apreciabilă a potențialului dependent de densitate și a diferitelor corecții aplicate potențialului nuclear de interacțiune a doi nucleoni asupra distribuției sarcinii nucleare. Pentru exemplificare, în figura III—16 se redau aceste influențe asupra distribuției sarcinii electrice în nucleul ^{40}Ca, unde se observă clar dependența de densitate a distribuției sarcinii nucleare. Calculele care folosesc un potențial nuclear dependent de densitate, cu corecții, dau o distribuție de sarcină apropiată mult de aceea obținută din împrăștierea elastică a electronilor rapizi, ceea ce dovedește încă o dată precizia rezultatelor furnizate de această din urmă metodă. Curbele de distribuție a densității pentru neutroni și protoni, calculate pentru ^{16}O, ^{40}Ca, ^{90}Zr și ^{208}Pb, sînt prezentate în figura III—17, din care se poate vedea că la nucleele mai grele numărul de neutroni pe unitatea

[1] D. Vautherin, M. Véréroni, *Phys. Lett.*, B **29**, 203 (1969); D. Brink, E. Boecker *Nucl. Phys.*, A **91**, 1 (1967).
[2] J. Negele, *Phys. Rev.*, C **1**, 1260 (1970); H. Köhler, *Nucl. Phys.*, A **114**, 407 (1970).

de volum nuclear este mai mare ca al protonilor și de asemenea, distribuția densității neutronilor este mai largă. Rezultate similare s-au obținut[1] din calcule bazate pe modelul nuclear al picăturii de lichid [2], pe formula

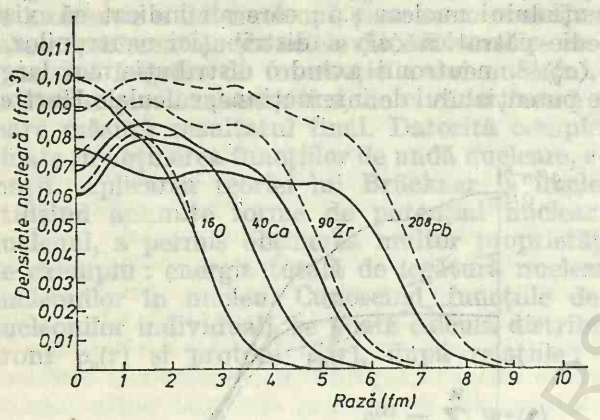


Fig. III — 17. — Distribuția densității neutronilor (— — —) și protonilor (—) calculată după aproximația densității locale.

semiempirică de masă [3], din studiul stărilor analoage izobare [4] și al împrăștierii elastice a neutronilor [5]. Variația densității relative a nucleo-

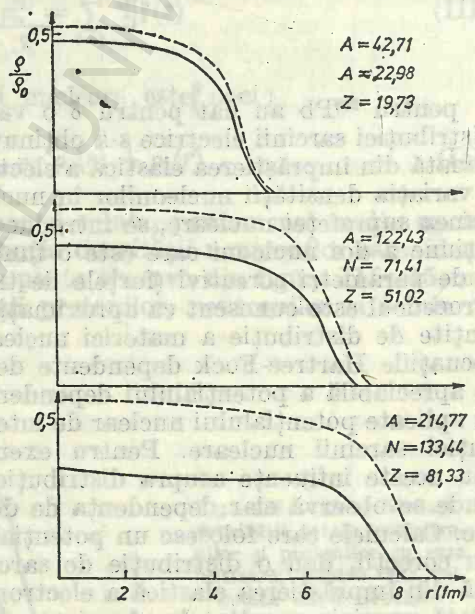


Fig. III—18.—Variația densității neutronilor (— — —) și protonilor (—) cu raza nucleară calculată după modelul picăturii de lichid.

nilor cu raza nucleară, pentru trei nuclee cu $A = 42{,}71$; 122,43 și 214,77, calculată utilizînd modelul nuclear al picăturii de lichid, este înfățișată în figura III—18.

[1] W. Myers, *Phys. Lett.*, B **30**, 451 (1969); *Nucl. Phys.*, A **145**, 387 (1972).
[2] W. Myers, W. Swiatecki, *Ann. Phys.*, **55**, 395 (1969).
[3] A. Badmer, *Nucl. Phys.*, **17**, 388 (1960); J. Rook, *Phys. Lett.*, B **30**, 607 (1969).
[4] J. Nolem, J. Schiffer, N. Williams, *Phys. Lett.*, B **27**, 1 (1968).
[5] L. Elton, „Nuclear Sizes", Oxford University Press, 1961.

BCU Cluj / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Cercetările teoretice şi experimentale asupra împrăştierii elastice a nucleonilor de către nuclee, au oferit de asemenea informaţii asupra distribuţiei materiei nucleare. Mai multe studii au utilizat potenţialul optic revizuit pentru tratarea cantitativă a procesului de împrăştiere[1,2]. După teoria lui Greenlees, potenţialul optic (complex) $V(r_0)$, care apare la in-

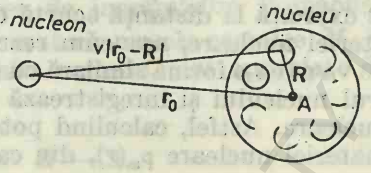


Fig. III—19. — Potenţialul optic.

teracţia unui nucleon incident cu un nucleu ţintă, este dat de suma potenţialelor de interacţie dintre nucleonul incident şi nucleonii individuali constituenţi ai nucleului ţintă, $v(|r_0 - R|)$, după relaţia generală :

$$V(r_0) = \int \rho_n(R) \cdot v(|\mathbf{r}_0 - \mathbf{R}|) \cdot d\tau_R \qquad (III, 8-4)$$

unde mărimile r_0 şi R au semnificaţia indicată în figura III—19, $d\tau_R$ este elementul de volum şi $\rho(R)$ este distribuţia densităţii materiei nucleare. Să considerăm un sistem nuclear constituit din $A + 1$ nucleoni, din care A nucleoni formează nucleul ţintă. Fie $\mathbf{r}_0$ vectorul de poziţie al nucleonului incident faţă de centrul de masă al nucleului ţintă şi $\mathbf{R}_i$ $(i = 1, 2, \ldots, A)$ vectorii de poziţie ai celor A nucleoni faţă de acelaşi centru de masă. Dacă $H(r_0, R_i)$ este hamiltonianul nuclear total al sistemului, $\Psi(r_0, R_i)$ este funcţia de undă nucleară totală iar E reprezintă energia totală a sistemului, atunci :

$$[H(r_0, R_i) - E]\Psi(r_0, R_i) = 0 \qquad (III, 8-5)$$

Hamiltonianul total este suma hamiltonianului neperturbat H_0 şi a potenţialului de interacţiune dintre nucleonul incident şi nucleul ţintă, $V(r_0)$:

$$H(r_0, R_i) = H_0 + V(r_0) \qquad (III, 8-6)$$

Dacă se cunoaşte potenţialul de interacţie dintre cei doi nucleoni $v(|\mathbf{r}_0 - \mathbf{R}|)$, se poate calcula potenţialul optic $V(r_0)$, alegînd o formă matematică potrivită pentru distribuţia materiei nucleare $\rho(r)$. Există mai multe expresii pentru potenţialul nuclear $v(|\mathbf{r}_0 - \mathbf{R}|)$, care conţin termeni variabili exprimînd diferite forme de interacţiune nucleară (centrală, tensorială, spin-orbită ş.a.). În teoria sa, Greenlees a utilizat un potenţial de tip Jukawa. Distribuţia materiei nucleare este dată de o relaţie identică

[1] G. Greenless, G. Pyle, Y. Tang, *Phys. Rev.*, **171**, 1115 (1968) ; G. Greenlees, W. Makofske, G. Pyle, *Phys. Rev.*, C **1**, 1145 (1970) ; G. Greenlees şi colab. *Phys. Rev.*, C **2**, 1063 (1970).

[2] B. Boyd şi colab., *Nucl. Phys.*, A **162**, 497 (1970).

cu (III, 7—29):

$$\rho_m(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{(r - R_m}{C_m}\right)} \qquad \text{(III, 8—7)}$$

unde mărimile au aceeaşi semnificaţie. Deoarece interacţia nucleon-nucleon se exercită la distanţă scurtă datorită formei (III, 8—7) a distribuţiei materiei nucleare, aşa cum rezultă din ecuaţia (III, 8—4), potenţialul optic va avea o formă similară cu (III, 8—7): are o valoare constantă în interiorul nucleului şi înregistrează o scădere abruptă în regiunea suprafeţei nucleare. Astfel, calculînd potenţialul optic, se poate obţine distribuţia materiei nucleare $\rho_m(r)$, din care rezultă apoi $\rho_n(r)$ şi $\rho_p()r$:

$$\rho_n(r) = \frac{N}{A} \cdot \rho_m(r); \quad \rho_p(r) = \frac{Z}{A} \cdot \rho_m(r) \qquad \text{(III, 8—8)}$$

Din confruntarea acestei valori teoretice cu datele experimentale acumulate din studiul împrăştierii elastice a protonilor cu energia de 30 MeV, de către diferite nuclee, de la ^{58}Ni la ^{208}Pb, Greenlees a obţinut mărimile R_m şi C_m. O analiză similară a fost efectuată şi pentru împrăştierea elastică a neutronilor de către nuclee [1], care a dat $\delta \simeq 0{,}5$ fm.

Informaţii asupra distribuţiei neutronilor şi protonilor în nucleu furnizează şi studiile de producere şi captură a particulelor elementare. Din analiza modelului de producere a mezonilor π (pioni) prin interacţiunea protonilor de mare energie cu nucleul [2], s-a pus în evidenţă o diferenţă între raza distribuţiei neutronilor şi protonilor. Prin aplicarea modelului la datele experimentale pentru plumb s-a obţinut $\delta \simeq 0{,}6$ fm. Cercetarea procesului de interacţiune a mezonilor π cu materia nucleară a arătat că absorbţia particulelor are loc în interiorul nucleului, iar în regiunea suprafeţei nucleare se produce împrăştierea. Deoarece secţiunile eficace de împrăştiere elastică mezon π — neutron şi mezon π — proton diferă apreciabil, din evaluarea secţiunii eficace relative de interacţiune a mezonilor π^- şi π^+ cu nucleonii se pot obţine indicaţii asupra distribuţiei neutronilor şi protonilor în regiunea suprafeţei nucleare [3]. Studiul procesului de captură a mezonilor K (kaoni) de către nuclee poate oferi de asemenea date referitoare la distribuţia materiei nucleare [4]. Aşa de exemplu, calculele au arătat că procesul de captură apare cu probabilitate mai mare în regiunea suprafeţei nucleare.

9. ENERGIA DE LEGĂTURĂ NUCLEARĂ

Conform structurii protono-neutronice a nucleului, nucleonii sînt legaţi între ei prin forţe puternice, atractive, cu distanţă mică de interacţiune, care în echilibru cu forţele repulsive, determină un sistem nuclear

[1] B. Holmqvist, T. Wiedling, *Phys. Rev.*, B 27, 411 (1968).
[2] W. Hirt, *Nucl. Phys.*, B 9, 447 (1969).
[3] E. Auerbach, H. Quereshi, M. Sternheim, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 162 (1968). D. Anderson, D. Jenkins, R. Powers, *Phys. Rev. Lett.*, 24, 71 (1970).
[4] E. Burhop, *Nucl. Phys.*, B 1, 438 (1967); E. Burhop, şi colab., *Nucl. Phys.*, A 132, 212 (1969); S. Bloom şi colab., *Phys. Rev., Lett.*, 23, 28 (1969).

stabil cu densitate aproximativ constantă și rază de mărime proporțională cu $A^{1/3}$. Masa nucleară și energia de legătură sînt caracteristici de bază necesare în elaborarea teoriilor structurii nucleare. Analiza masei nucleelor, a nucleonilor, precum și a energiei de legătură internucleonică oferă — împreună cu alte proprietăți nucleare — informații asupra naturii forțelor nucleare.

Defectul de masă. Fracțiunea de îngrămădire (împachetare).

Încă din 1927, Aston a observat că masele atomice M, determinate prin spectrometrie de masă sau alte metode, sînt apropiate de numerele de masă A. Mărimea:

$$\Delta = M - A \qquad \text{(III, 9—1)}$$

a fost denumită defect de masă sau exces de masă și poate avea valori pozitive (pînă la $A = 20$) sau negative ($A = 20 \div 180$). Ordinul de mărime al defectului de masă este 10^{-3} u.a.m. Eroarea de determinare a defectului de masă variază în limite foarte largi, deoarece însăși imprecizia determinării masei atomice crește cu creșterea acesteia. Din această cauză, s-a introdus fracțiunea de îngrămădire P, definită prin relația simplă:

$$P = \frac{M - A}{A} \qquad \text{(III, 9—2)}$$

Rearanjînd ecuația (III, 9—2) se obține:

$$M = A(1 + P) \qquad \text{(III, 9—3)}$$

din care rezultă că fracțiunea de îngrămădire poate fi considerată ca un termen corectiv, care corelează masa atomică M cu numărul de masă A. Din interpretarea variației lui P cu numărul de masă A [1], s-au putut obține, la acea vreme, primele indicații calitative asupra stabilității nucleare, fără a avea însă o reprezentare teoretică completă a structurii nucleului. În figura III—20 se redă dependența fracțiunii de îngrămădire de numărul de masă A, din care se observă că pentru elementele ușoare, P descrește rapid, se anulează pentru $A = 16$ ($^{16}_{8}O$), devine apoi negativă atingînd un minim pentru $A \simeq 60$, după care crește monoton, anulîndu-se din nou la $A = 190$ și redevine pozitivă pentru nucleele grele. Folosirea fracțiunii de îngrămădire era avantajoasă, deoarece precizia determinării acesteia a fost constantă pentru aproape toate elementele. Trăsătura caracteristică a curbei din figura III—20 este minimul larg situat în regiunea $A \simeq 60$, unde se află elementele Fe, Co, Ni, care sînt mult răspîndite în natură. Astfel, valorile negative ale fracțiunii de îngrămădire

---

[1] F. Aston, „Mass Spectra and Isotopes", E. Arnold & Co., 1933.

A. Dempster, *Phys. Rev.*, 53, 869 (1938).

J. Mattauch, S. Fluegge, „An Introduction to Nuclear Physics", Interscience Pub., 1946; A. Nier și colab., *Phys. Rev.*, 94, 398 (1954).

indică stabilitatea mare a nucleelor, iar valorile pozitive sînt caracteristice pentru nucleele mai puţin stabile. Cîteva elemente uşoare (^{4}He, ^{8}B, ^{12}C, ^{20}Ne) nu se înscriu pe curbă, deoarece au o stabilitate mai mare decît ar rezulta din această reprezentare grafică.

Energia de legătură nucleară totală. În conformitate cu teoria specială a relativităţii, după relaţia $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$, masa unui sistem legat

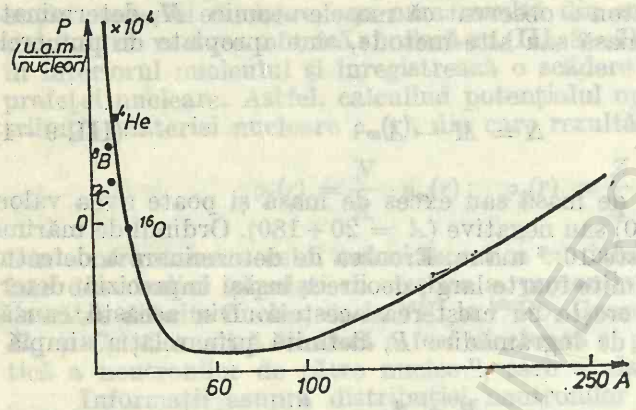


Fig. III—20. — Variaţia fracţiunii de îngrămădire P, cu numărul de masă A.

printr-o cantitate de energie B, este mai mică decît masa constituenţilor separaţi, cu cantitatea $\frac{B}{c^2}$ [1]. Pentru un nucleu cu masa $M(A, Z)$, format din Z protoni de masă m_p şi N neutroni de masă m_n, diferenţa de masă ΔM este:

$$\Delta M = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(A, Z) \qquad \text{(III, 9—4)}$$

şi energia de legătură $B(A, Z)$ necesară pentru formarea nucleului va fi:

$$B(A, Z) = \Delta M \cdot c^2 = [Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(A, Z)]c^2 \qquad \text{(III, 9—5)}$$

sau:

$$B(A, Z) = 931{,}5[Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(A, Z)] \qquad \text{(III, 9—6)}$$

Energia de legătură nucleară totală reprezintă deci energia necesară pentru desfacerea unui nucleu în nucleonii constituenţi liberi, în repaus şi este afectată cu semnul minus — $B(A, Z)$. În mod similar, $B(A, Z)$ este

[1] Mărimea micşorării de masă la formarea unui sistem cu energia de legătură B, este dependentă de ordinul de mărime al acesteia. Pentru un sistem nuclear, la care energia medie de legătură este mare, ~ 8 MeV, schimbul de masă este aproximativ 1% $\left(\frac{8}{931{,}5}\right)$ şi poate fi decelat experimental. În cazul unui sistem atomic — electronul legat în atomul de hidrogen — unde $B \sim 13$ eV, rezultă un schimb de masă de $\frac{13}{10^9} \simeq \frac{1}{10^8}$, care nu mai poate fi pus în evidenţă experimental.

energia necesară pentru formarea unui nucleu din nucleoni, în repaus, indiferent de calea prin care are loc sinteza nucleară. Influența masei electronilor, sau a energiei de legătură a acestora în atom, B_{atom} este neglijabilă. Așa de exemplu, pentru deuteriu, ${}_1^2H$, raportul dintre energia de legătură atomică B_{atom} și energia de legătură nucleară $B_{nucl.}$ este foarte mic, $\frac{B_{atom}}{B_{nucl.}} = 6 \cdot 10^{-6}$, iar pentru uraniu ${}^{235}U$, luînd în considerare contribuția tuturor electronilor, $\frac{B_{atom}}{B_{nucl.}} = 3 \cdot 10^{-4}$.

Energia de legătură nucleară totală $B(A, Z)$ este o funcție lineară de A, $B(A, Z) = f(A)$, pentru domeniul întreg de valori. În regiunea nucleelor ușoare s-au observat cîteva abateri de la liniaritate, dintre care cele mai semnificative sînt pentru deuteriu, la care energia de legătură este anormal de mică, $B({}_1^2H) = 2{,}2$ MeV, și heliu, care are energia de legătură anormal de mare, $B({}_2^4He) = 28{,}3$ MeV. În tabloul III—7 sînt prezentate valorile energiei de legătură nucleară totală pentru cîțiva nuclizi. Pentru comparație, se indică și valorile energiei de legătură atomică.

TABLOUL III—7

Energia de legătură nucleară totală $B_{nucl.}$ și atomică $B_{atom.}$ pentru cîțiva nuclizi

Niclidul	$-B_{nucl.}$ (MeV)	$B_{atom.}$ (MeV)
${}_1^1H$	—	0,000013
${}_1^2H$	2,225	0,000013
${}_2^4He$	28,295	0,000079
${}_3^7Li$	39,244	0,00019
${}_8^{16}O$	127,617	0,0020
${}_{17}^{35}Cl$	298,20	0,012
${}_{26}^{57}Fe$	499,90	0,034
${}_{71}^{176}Lu$	1417,97	0,37
${}_{92}^{235}U$	1783,17	0,69

Determinarea experimentală exactă a maselor atomice permite astfel calculul energiei de legătură nucleară din care se pot trage concluzii cu privire la stabilitatea nucleului [1].

Energia medie de legătură nucleară. O mărime importantă este energia medie de legătură nucleară $\tilde{B}$, care reprezintă energia de legătură ce revine unui singur nucleon constituent:

$$\tilde{B} = \frac{B(A, Z)}{A}$$

Dacă în relația (III, 9—6) se introduce pentru $M(A, Z)$ expresia (III,

[1] De exemplu, se poate demonstra că ${}_3^7Li$ este stabil față de dezintegrarea: ${}_3^7Li \rightarrow {}_2^4H + {}_1^3H$. Cunoscînd masele celor trei nuclizi, $M({}_3^7Li) = 7{,}01822$, $M({}_2^4He) = 4{,}0039$ și $M({}_1^3H) = 3{,}01702$, rezultă: $M({}_3^7Li) < M({}_2^4He) + M({}_1^3H)$ ceea ce indică stabilitatea litiului. De asemenea, ${}_2^5He$ este instabil față de dezintegrarea ${}_2^5He \rightarrow {}_2^4He + {}_0^1n$. Din valorile maselor $M({}_2^5He) = 5{,}0137$, $M({}_2^4He)$ și $M({}_0^1n) = 1{,}0089$, rezultă: $M({}_2^5He) > M({}_2^4He) + M({}_0^1n)$, deci nucleul ${}_2^5He$ este nestabil.

9—3), se obține:

$$B(A, Z) = [Z(m_H - m_n) + A(m_n - 1) - A \cdot P] \cdot 931{,}15 \quad \text{(III, 9—6')}$$

Energia de legătură raportată la un nucleon este deci:

$$\tilde{B} = \frac{B(A, Z)}{A} = \left[\frac{Z}{A}(m_H - m_n) + m_n - 1 - P\right] \cdot 931{,}15 \quad \text{(III, 9—7)}$$

unde m_H este masa atomului de hidrogen iar P este fracțiunea de îngrămădire. Punînd $m_H - m_n = -0{,}00024$, $m_n - 1 = 0{,}00898$ și dacă se iau $\frac{Z}{A} = 0{,}46$ și $P = 0{,}0006$ u.a.m./nucleon, ecuația (III, 9—7) devine:

$$\tilde{B} = \frac{B(A, Z)}{A} = [-0{,}46 \times 0{,}00084 + 0{,}00898 + 0{,}0006] \cdot$$

$$\cdot 931{,}15 = 0{,}0092 \times 931{,}15 \cong 8{,}5 \text{ MeV/nucleon}$$

Se observă că în ecuația (III, 9—7) excesul de masă al neutronului $m_n - 1$ este termenul predominant, iar ceilalți doi termeni, datorită valorilor mici, au numai o contribuție corectivă.

Examinarea valorilor energiei medii de legătură nucleară pentru un număr mare de nuclee stabile a dezvăluit unele regularități semnificative pentru structura nucleară. În figura III—21 se prezintă variația

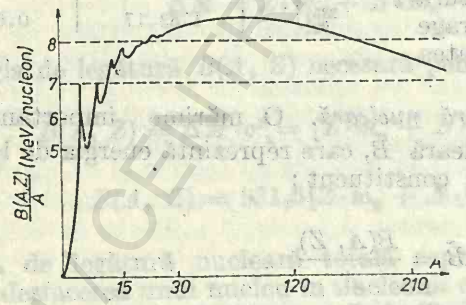


Fig. III—21. — Variația energiei medii (de legătură nucleară $\frac{B(A, Z)}{A}$ cu numărul de masă A (nuclee stabile).

energiei medii de legătură $\tilde{B}$, cu numărul de masă A pentru valorile $1 < A < 238$. O primă trăsătură caracteristică o constituie constanța lui B(7,4 ÷ 8,4 MeV/nucleon) pentru un domeniu larg de valori ale lui $A(A > 16)$, ceea ce dovedește că energia de legătură nucleară este proporțională cu numărul de masă A. Dacă forțele de interacțiune nucleonică ar fi identice pentru toate perechile de nucleoni, atunci ar trebui ca energia de legătură să fie proporțională cu numărul total al acestora, $\frac{A(A-1)}{2}$,

adică $B(A, Z) = f(A^2)$, fapt care nu s-a observat experimental. Proporţionalitatea $B(A, Z) = f(A)$ sugerează că un nucleon interacţionează numai cu un număr mic, limitat de nucleoni învecinaţi, independent de mărimea nucleului, ceea ce exprimă caracterul de saturare al forţelor nucleare. În regiunea nucleelor uşoare, B înregistrează o creştere rapidă cu un maxim pronunţat la $A = 4$ ($^4_2$He), după care oscilează periodic cu mai multe maxime pentru nucleele cu numărul de masă $A = 4\,n$ (^{8}Be, ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg). Această constatare indică formarea în nucleu a unor grupări stabile de 2 protoni şi 2 neutroni (cu respectarea principiului lui Pauli) similare cu straturile electronice ale gazelor rare şi a sugerat formularea modelului de particulă α pentru structura nucleelor uşoare. Valorile mici ale energiei medii de legătură per nucleon în această regiune, se datoresc faptului că la nucleele mici fracţiunea de nucleoni este mai mare la suprafaţa nucleară decît în volumul nuclear şi astfel, din cauza numărului mai mic de interacţiuni nucleonice, energia de legătură ce revine unui nucleon este redusă.

În domeniul $A = 40$ (^{40}Ar) — $A = 120$ (^{120}Sn) energia medie de legătură este aproximativ constantă şi înregistrează un maxim la $A = 60$ (Fe, Co, Ni). Pentru nucleele grele, $A > 120$, $\frac{B(A, Z)}{A}$ scade monoton, atingînd o valoare minimă de 7,3 MeV/nucleon la ^{238}U. Această scădere este determinată de forţele de interacţie repulsivă dintre protoni şi impune o limită numărului de nuclee stabile.

Funcţia lineară $B(A, Z) = f(A)$ nu oferă suficiente date pentru explicarea stabilităţii nucleare. Mai cuprinzătoare este însă reprezenarea spaţială a energiei de legătură B în funcţie de N şi Z, $B = f(Z, N)$. Aceasta este redată schematic în figura III—22. Prin variaţia continuă a numărului de neutroni N şi de protoni Z, energia de legătură este reprezentată printr-o suprafaţă denumită suprafaţă de energie nucleară, care are o formă de „vale" îngustă şi abruptă, ce coboară începînd din originea sistemului de coordonate B, N, Z. Nucleele stabile sînt dispuse de-a lungul fundului văii, iar nucleele instabile, care datorită excesului de neutroni sau protoni sînt radioactive, se situează pe ambele suprafeţe ale văii. O secţiune prin suprafaţa de energie potenţială reprezintă un plan, pentru care $N + Z = A = \text{const}$. Nucleele care se găsesc în planul $A = \text{const.}$, sînt izobare şi energia de legătură a acestora are o dependenţă parabolică de Z, care este influenţată de valoarea pară sau impară a numărului atomic A.

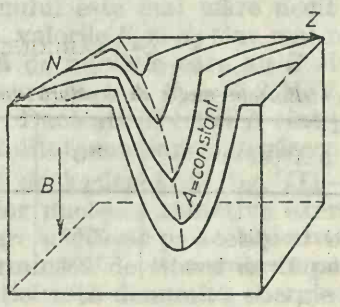


Fig. III—22. — Variaţia energiei de legătură B în funcţie de numărul de neutroni N şi de protoni Z.

Calculul energiei de legătură cu ajutorul teoriei structurii nucleare a fost posibil la început numai pentru primele nuclee — nucleele foarte ușoare — care conțin un număr mic de nucleoni. Toate celelalte nuclee formate din mai mulți nucleoni constituie însă sisteme multinucleonice, complexe, care nu sînt încă bine cunoscute, a căror tratare matematică este laborioasă și insuficient dezvoltată, datorită caracterului complex al forțelor multinucleonice. Există două posibilități pentru calcularea energiei de legătură nucleară [1]: utilizarea formulei semiempirice a lui Weizsäcker [2] și a teoriei materiei nucleare finite, elaborată de Brueckner [3]. Formula semiempirică pentru calculul masei sau energiei nucleare pentru oricare nucleu se bazează, în parte, pe considerente asupra proprietăților forțelor nucleare, care rezultă din experiență și conține o serie de constante ale căror valori numerice se stabilesc pe cale empirică. Pentru stabilirea expresiei matematice se consideră o structură a nucleului similară cu a unei picături de lichid, ale cărei molecule ar fi nucleonii. Formula semiempirică se dă de obicei într-o formă care permite calculul masei unui atom cu numărul de masă A și sarcina nucleară Z. De la aceasta se poate trece cu ușurință la energia de legătură nucleară. În general, s-a obținut o bună concordanță între valorile calculate și cele determinate experimental, iar discrepanțele constatate se datoresc existenței unei structuri nucleare bine definite, de care formula lui Weizsäcker nu ține seama. Aplicarea metodei Hartree-Fock la tratarea teoriei sistemelor multinucleonice pentru nucleele finite, utilizînd diferite forme pentru potențialul de interacție binucleonică care să satisfacă anumite proprietăți, a permis calculul energiei de legătură [4]. Valorile obținute concordă foarte bine cu mărimile determinate experimental [5]. Pentru exemplificare, în tabloul III—8 se prezintă valorile energiei medii de legătură nucleară pentru cîteva nuclee, calculate după teoria nucleelor finite și determinate experimental.

TABLOUL III—8

Energia medie de legătură nucleară pentru cîteva nuclee

B/A (MeV)	^{16}O	^{40}Ca	^{48}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb
Calculată teoretic	7,59	7,99	7,96	8,33	7,83
Determinată experimental	7,98	8,55	8,67	8,71	7,87

Energia de separare a unui nucleon. Energia necesară pentru expulzarea ultimului nucleon legat într-un nucleu — cu număr impar de neutroni sau protoni — se numește energie de separare sau energie de legă-

[1] R. Roy, B. Nigam, op. cit., cap. 5 și 9.

[2] C. von Weizsäcker, *Z. Physik*, **96**, 431 (1935); H. Bethe, *Phys. Rev.*, **50**, 332 (1936); N. Bohr, J. Wheeler, *Phys. Rev.*, **56**, 426 (1939).

[3] K. Brueckner, R. Eden, N. Francis, *Phys. Rev.*, **98**, 1445 (1955); K. Brueckner, C. Levinson, *Phys. Rev.*, **97**, 1344 (1955); H. Bethe, *Phys. Rev.*, **103**, 1353 (1956).

[4] K. Brueckner, A. Lockett, M. Rotenberg, *Phys. Rev.*, **121**, 255 (1961); K. Brueckner, D. Goldman, *Phys. Rev.*, **117**, 207 (1960).

[5] H. Bethe, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **21**, 93 (1971) „The Theory of Nuclear Matter"; D. Vautherin, C. Brink, *Phys. Rev.*, C **5**, 626 (1972).

tură a nucleonului. Dacă la un nucleu constituit din Z protoni și $N-1$ neutroni, se adaugă un neutron, creșterea energiei de legătură nucleară totală la formarea noului nucleu, cu N neutroni, reprezintă energia de legătură a neutronului $S_n(Z, N)$ și este dată de diferența:

$$S_n(Z, N) = B(Z, N) - B(Z, N-1) \qquad \text{(III, 9—8)}$$

În mod similar, energia de separare a protonului S_p, sau energia de legătură a ultimului proton, este dată de relația:

$$S_p(Z, N) = B(Z, N) - B(Z-1, N) \qquad \text{(III, 9—9)}$$

Mărimile $B(Z, N)$, $B(Z, N-1)$ și $B(Z-1, N)$ reprezintă energiile de legătură nucleară pentru nucleele corespunzătoare. Utilizînd pentru acestea expresia (III, 9—6), se pot calcula valorile S_n și S_p. Deoarece S se referă la nucleonul cel mai slab legat în nucleu, mărimea sa este diferită de energia medie de legătură nucleară $\tilde{B}$. Numai pentru deuteron, care este format din doi nucleoni (proton + neutron) energia de separare este egală cu energia de legătură.

Energia de separare a nucleonului caracterizează stabilitatea unui nucleu atomic față de transformări nucleare conducînd la emisia de nucleoni sau grupări de nucleoni (particule α). Pentru un nucleu stabil, nucleonii componenți sînt puternic legați în nucleu și ca urmare, energia de separare este mare. Interpretarea valorilor S_n și S_p aduce contribuții importante la cunoașterea naturii forțelor internucleonice și a structurii nucleare. Calculele efectuate cu ajutorul ecuațiilor (III, 9—8) și (III, 9—9) au arătat că pentru aceleași nuclee, în domeniul valorilor A medii și mari, energia de separare a neutronului este mai mare decît energia de separare a protonului. De asemenea, valorile S_n și S_p sînt mai mari pentru nucleele care au Z sau N pare, față de nucleele care au Z și N impare. De exemplu, pentru nucleul ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ care are $N = 4$, $S_n = 7{,}2$ MeV, iar pentru nucleul ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$ cu $N = 3$, $S_n = 5{,}4$ MeV. Dacă atît Z cît și N sînt pare, atunci $S_n > 15$ MeV. Astfel de nuclee au stabilitate maximă și se găsesc în regiunea maximului pe curba energiei medii de legătură $\tilde{B}$ (fig. III—21). Acest fenomen se datorește acțiunii forțelor nucleare atractive exercitate între doi nucleoni pereche cu spin opus, care se găsesc pe același nivel de energie nucleară. Diferența de energie determinată de starea de împerechere sau neîmperechere a doi nucleoni identici este denumită energie de împerechere, δ. Pentru neutroni, mărimea sa este dată de diferența:

$$\delta_n = \frac{1}{2}\left[S_n(N_{par}, Z) - S_n(N_{impar}, Z)\right] \qquad \text{(III, 9—10)}$$

și, de asemenea, o formulă similară se poate scrie pentru protoni:

$$\delta_p = \frac{1}{2}\left[S_p(N, Z_{par}) - S_p(N, Z_{impar})\right] \qquad \text{(III, 9—11)}$$

După cum se va vedea, energia de împerechere contribuie ca un termen corectiv la calculul energiei de legătură după formula semiempirică de masă, compensînd într-o anumită măsură absența considerației spinului nucleonic în expresia formulei de masă. S-au observat și unele influențe reciproce ale nucleonilor. Așa de exemplu, adăugarea unui proton la nu-

TABLOUL III—9

Valorile B, B/A, S_n și δ_n pentru izotopii xenonului

Izotopul	Masa atomică (u.a.m)	$B(Z, N)$ (MeV)	B/A (MeV/nucl.)	$S_n(Z, N)$ (MeV)	$\delta_n(Z, N)$ (MeV)
$^{131}_{54}Xe$	130,94670	1 103,1	8,41	6,6	—
$^{132}_{54}Xe$	131,94611	1 112,0	8,42	8,9	2,3
$^{133}_{54}Xe$	132,94784	1 118,7	8,40	6,7	—
$^{134}_{54}Xe$	133,94799	1 126,9	8,40	8,2	1,5
$^{135}_{54}Xe$	134,94993	1 133,4	8,39	6,5	—
$^{136}_{54}Xe$	135,95042	1 141,3	8,38	7,9	1,4
$^{137}_{54}Xe$	136,9546	1 145,7	8,35	4,35	—

clidul $^{13}_{6}C_7$ cu formarea nucleului de azot $^{14}_{7}N_8$ provoacă creșterea energiei de separare a ultimului neutron S_n; în mod similar, adiția unui neutron la nuclidul $^{14}_{7}N_7$ cu formarea nucleului $^{15}_{7}N_8$, mărește energia de separare a ultimului proton S_p. Pentru exemplificare, în tabloul III—9 se prezintă valorile energiei de separare a neutronului S_n și a energiei de împerechere δ_n pentru izotopii xenonului. Pentru comparație, sînt indicate valorile energiei totale de legătură și ale energiei medii de legătură nucleară.

Examinarea variației energiei de separare a nucleonului S_n și S_p cu numărul de neutroni sau de protoni din nucleu, relevă unele discontinuități sistematice (două valori extreme sînt edificatoare: pentru ^{28}Si, $S_n = 17{,}2$ MeV, iar pentru $^{13}_{7}N$, $S_p = 1{,}95$ MeV) care reflectă influența structurii în straturi a nucleonilor, în deplină analogie cu variația potențialului primar de ionizare a atomilor cu numărul de ordine Z [1]. Este bine cunoscut că nucleonii se găsesc în nucleu pe diferite straturi energetice, cu numerele maxime de ocupare 2, 8, 20, 50, 82 și 126, numite numere magice. Nucleele cu astfel de numere pentru neutroni sau protoni au stabilitate maximă și valorile energiilor de separare S_n și S_p sînt maxime. Nucleele care conțin un neutron în plus față de numărul magic sînt mai puțin stabile și au valoarea minimă pentru energia de separare a neutronului. Fenomenul se observă clar la nucleele mai grele, pentru numerele magice de neutroni 50, 82 și 126. În figura III—23 este prezentată variația energiei de separare a neutronului S_n, cu numărul de neutroni N, pentru izotopii xenonului, din care iese în evidență scăderea apreciabilă a mărimii S_n pentru izotopul $^{137}_{54}Xe_{83}$ care conține 83 de neutroni (un neutron în plus față de numărul magic 82).

[1] Variația potențialului primar de ionizare $\mathcal{I}$ a atomilor cu numărul de ordine Z prezintă discontinuități marcante, determinate de structura în straturi a electronilor.

O analiză amănunțită a variației energiilor de separare a neutronului și a protonului, cu numărul de neutroni N și de protoni Z, pentru un domeniu larg de valori, efectuată de Wapstra [1], a demonstrat influența

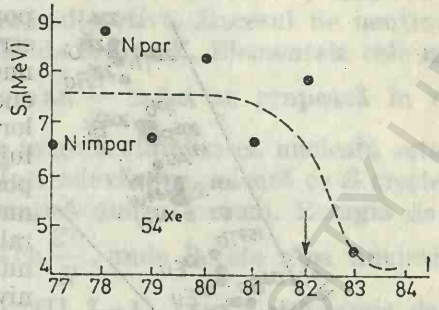


Fig. III — 23. — Variația energiei de separare a neutronului S_n cu numărul de neutroni N, pentru izotopii xenonului.

structurii straturilor nucleonice asupra mărimilor S_n și S_p. Diferențele observate între curbele $S_n = f(N)$ și $S_p = f(Z)$, ca de exemplu maximele mai puțin pronunțate pentru S_p și scăderea continuă a acesteia cu creșterea numărului Z, sînt datorate influenței repulsiei coulombiene, care este mai intensă pe măsură ce crește numărul protonilor din nucleu.

10. STABILITATEA NUCLEARĂ

Numărul și natura nucleonilor, precum și proprietățile specifice ale forțelor de interacție nucleonică determină stabilitatea fiecărui nuclid față de descompunerea în particule sau fragmente, sau față de transformarea reciprocă internucleonică. În primul caz, descompunerea spontană a nucleului prin emisia de particule α, sau fisiunea spontană în fragmente, este exprimată prin stabilitatea dinamică. În al doilea caz, proprietatea fundamentală de transformare reciprocă a nucleonului (neutron$\rightleftharpoons$proton) determină stabilitatea beta față de dezintegrarea nucleară β cu emisia de electroni sau protoni.

Încă din 1922, Harkins [2] a observat că pentru nucleele ușoare, speciile stabile conțin un număr aproximativ egal de neutroni și protoni. Excesul de neutroni în nucleu este exprimat prin relația:

$$T = \frac{N - Z}{2} \qquad \text{(III, 10—1)}$$

unde T ia valorile 0, 1/2 și 1 pentru nucleele stabile ușoare. La nucleele mai grele, excesul de neutroni devine treptat mai mare. Din studiul experimental al dependenței energiei medii de legătură nucleară de numărul de masă A, Harkins a semnalat unele abateri importante de la valorile calculate după formula semiempirică a lui Weizsäcker, cunoscute sub denumirea de regula empirică a lui Harkins. După această regulă, nucleele

[1] J. Mattauch, W. Thiele, A. Wapstra, *Nuclear Phys.*, **67**, 1 (1965).
[2] W. Harkins, *Phys. Rev.*, **19**, 136 (1922).

par-pare formate dintr-un număr par de neutroni și protoni sînt deosebit de stabile, cele impare (Z par — N impar sau Z impar — N par) au o stabilitate intermediară, iar nuclee impar-impare sînt în general instabile.

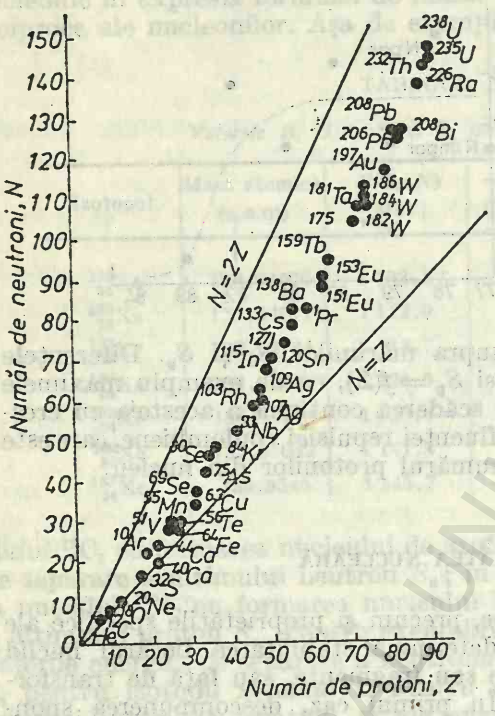


Fig. III—24. — Diagrama Segrè (linia stabilității nucleare).

Explicarea regulii lui Harkins se poate face cu ajutorul unei teorii a structurii nucleare, presupunînd că nucleonii ocupă în nucleu stări energetice discrete, iar distribuția lor este determinată de principiul lui Pauli. Fiecare stare energetică poate fi ocupată de cel mult doi nucleoni identici, cu spini antiparaleli. Dacă un nucleu conține un număr par de protoni, atunci și nivelul cel mai înalt ocupat va avea doi protoni. Prin analogie cu structura straturilor electronice din atom, se admite că o astfel de configurație de protoni este foarte stabilă. Acest model structural este valabil și pentru configurațiile neutronice.

Examinarea compoziției și maselor nucleelor pentru un domeniu larg de valori ale lui A, a dezvăluit cîteva reguli generale referitoare la stabilitatea nucleelor atomice, care pot fi bine interpretate cu teoriile structurii nucleare. Dacă se reprezintă numărul de neutroni N sau diferența $A-Z$, în funcție de numărul de protoni Z, se obține o diagramă de forma prezentată în figura III—24, cunoscută ca diagrama Segrè. Nucleele izotonice (aceeași valoare a numărului N) sînt dispuse în linii orizontale, iar nucleele izotopice se găsesc pe linii verticale. În această diagramă, liniile întrerupte cu masa atomică A constantă intersectează axele N și Z la 45°. Toate nucleele — stabile și radioactive — se grupează în jurul unei linii, numită linia de stabilitate nucleară. La nucleele ușoare, pînă la $Z = 20$, nucleele stabile se situează pe dreapta $N = Z = \frac{A}{2}$ și conțin deci un număr egal de neutroni și protoni. Dintre primii 20 de nuclizi stabili numai pentru 12 ($^4_2$He, $^6_3$Li, $^{10}_5$B, $^{12}_6$C, $^{14}_7$N, ..., $^{40}_{20}$Ca) raportul $\frac{N}{Z}$ este unitar, iar cei mai mulți izotopi conțin un exces de un neutron. Nuclizii cu $Z > 8$ conțin un exces de doi neutroni. Cîteva nuclee au un singur izotop cu exces de un neutron: $^9_4$B, $^{19}_9$F, $^{23}_{11}$Na, $^{27}_{13}$Al, $^{31}_{15}$P. Această egalitate aproximativă dintre numărul de protoni și neutroni sugerează similaritatea forțelor dintre nucleoni: proton-proton, neutron-neutron și neutron-proton.

Pentru elementele cu $Z > 20$, raportul $\frac{N}{Z}$ este mai mare decît unitatea, aşa cum se poate vedea din tabloul (III — 10) unde se prezintă izotopii stabili ai elementelor neradioactive. Excesul de neutroni creşte continuu cu creşterea numărului de ordine Z. Elementele cele mai grele, ca de exemplu : $^{208}_{82}Pb$ şi $^{209}_{83}Bi$, care au $\frac{N}{Z} > 1{,}5$ se grupează în diagramă spre linia $N = 2Z$. Pentru a se asigura stabilitatea nucleară este necesar deci un excedent de neutroni. Într-adevăr, pe măsură ce Z creşte, se măreşte forţa de repulsie electrostatică dintre protoni. Energia de repulsie electrostatică este proporţională cu $\frac{Z^2}{R}$, unde R este raza nucleară. Dacă pentru R se introduce expresia (III, 7—1), rezultă că energia de repulsie este dată de raportul $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$. (De exemplu, energia de repulsie protonică la $^{209}_{83}Bi$ este de zece ori mai mare decît la $^{40}_{20}Ca$, care este cel mai greu nucleu cu $\frac{N}{Z} = 1$.) Forţa electrostatică repulsivă protonică, crescătoare, este compensată de forţa nucleară suplimentară neutron-neutron şi neutron-proton creată de excesul de neutroni.

Din analiza stabilităţii nucleare în funcţie de numărul de masă A, numărul de protoni Z şi numărul de neutroni N, se pot deduce cîteva regularităţi : regula numărului de masă, regula numărului de izotopi şi regula izobarilor a lui Mattauch, care sînt rezultatul unei structuri nucleare bine definite.

Regula numărului de masă arată că pentru fiecare A trebuie să existe cel puţin un izotop stabil. Există însă două excepţii : nu sînt stabile elementele cu $A = 5$ şi $A = 8$. Acest fapt se datoreşte stabilităţii excepţionale a nuclidului ^4_2He care are o structură simetrică simplă de „gaz nobil" a nivelelor nucleare ce conţin cei doi protoni şi doi neutroni împerecheaţi. Din această cauză, nuclidul cu cinci nucleoni nu poate fi stabil, fie că al cincilea nucleon este un neutron, fie că este un proton. Astfel, nuclidul $^5_2He_3$ nu se găseşte în natură, dar se poate sintetiza în laborator. Situaţia este similară pentru nuclidul cu exces de un proton : $^5_3Li_2$. Tot datorită stabilităţii mari a speciei ^4_2He, care nu manifestă afinitate nucleară reciprocă, nu este stabil nuclidul ^8_4Be. Dacă totuşi acesta s-ar putea prepara, urmează imediat descompunerea : $^8_4Be \rightarrow 2\,^4_2He$ (la fel cum molecula biatomică He_2 nu este stabilă). Pe de altă parte, s-a observat că la elementele uşoare excesul de un neutron conferă stabilitate nucleară : ^9_4Be, $^{13}_6C$, $^{17}_8O$, iar excesul de un proton provoacă instabilitate : ^9_5B, $^{13}_7N$, $^{17}_9F$.

Regula numărului de izotopi arată că elementele cu Z impar nu au mai mult decît doi izotopi stabili, iar elementele cu Z par au un număr mai mare (patru pînă la opt) de izotopi stabili, aşa cum se poate vedea clar din examinarea tabloului III—10. Dacă Z este impar, numărul de neutroni

TABLOUL III—10

Izotopii stabili ai elementelor neradioactive

Element	Numărul atomic	Izotopul	Element	Numărul atomic	Izotopul
Hidrogen	1	1, 2	Indiu	49	113, 115*
Heliu	2	3, 4	Staniu	50	112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124
Litiu	3	6, 7			
Beriliu	4	9			
Bor	5	10, 11	Antimoniu	51	121, 123
Carbon	6	12, 13	Telur	52	120, 122, 123*, 124, 125, 126, 128, 130
Azot	7	14, 15			
Oxigen	8	16, 17, 18	Iod	53	127
Fluor	9	19	Xenon	54	124, 126, 128, 129, 130, 131, 132, 134, 136
Neon	10	20, 21, 22			
Sodiu	11	23			
Magneziu	12	24, 25, 26	Cesiu	55	133
Aluminiu	13	27	Bariu	56	130, 132, 134, 135, 136, 137, 138
Siliciu	14	28, 29, 30			
Fosfor	15	31	Lantan	57	138, *139
Sulf	16	32, 33, 34, 36	Ceriu	58	136, 138, 140, 142
Clor	17	35, 37	Praseodim	59	141
Argon	18	36, 38, 40	Neodim	60	142, 143, 144, *145, 146, 148, 150
Potasiu	19	39, 40*, 41			
Calciu	20	40, 42, 43, 44, 46, 48	Prometiu	61	—
Scandiu	21	45	Samariu	62	144, 147, *148, 149, 150, 152, 154
Titan	22	46, 47, 48, 49, 50			
Vanadiu	23	50*, 51	Europiu	63	151, 153
Crom	24	50, 52, 53, 54	Gadoliniu	64	152, 154, 155, 156, 157, 158, 160
Mangan	25	55			
Fier	26	54, 56, 57, 58	Terbiu	65	159
Cobalt	27	59	Disprosiu	66	156, 158, 160, 161 162, 163, 164
Nichel	28	58, 60, 61, 62, 64			
Cupru	29	63, 65	Holmiu	67	165
Zinc	30	64, 66, 67, 68, 70	Erbiu	68	162, 164, 166, 167, 168, 170
Galiu	31	69, 71			
Germaniu	32	70, 72, 73, 74, 76	Tuliu	69	169
Arsen	33	75	Yterbiu	70	168, 170, 171, 172, 173, 174, 176
Seleniu	34	74, 76, 77, 78, 80, 82			
Brom	35	69, 81	Lutetiu	71	175, 176*
Kripton	36	78, 80, 82, 83, 84, 86	Hafniu	72	174, 176, 177, 178, 179, 180
Rubidiu	37	85, 87*			
Stronțiu	38	84, 86, 87, 88	Tantal	73	180, *181
Ytriu	39	89	Tungsten	74	180, 182, 183, 184, 186
Zirconiu	40	90, 91, 92, 94, 96			
Niobiu	41	93	Reniu	75	185, 187*
Molibden	42	92, 94, 95, 96, 97, 98 100	Osmiu	76	184, 186, 187, 188 189, 190, 192

*Radioactiv.

TABLOUL III—10 (continuare)

Element	Numărul atomic	Izotopul	Element	Numărul atomic	Izotopul
Tehneţiu	43	—	Iridiu	77	191, 193
Ruteniu	44	96, 98, 99, 100, 101, 102, 104	Platin	78	190, *192, 194, 195, 196, 189
Rodiu	45	103	Aur	79	197
Paladiu	46	102, 104, 105, 106, 108, 110	Mercur	80	196, 198, 199, 200, 201, 202, 204
Argint	47	107 ,109	Taliu	81	203, 205
Cadmiu	48	106 10,8, 110, 111, 112, 113, 114, 116	Plumb	82	204, 206, 207, 208
			Bismut	83	209

N este par şi astfel numărul de masă al nuclizilor stabili este totdeauna impar. Dacă şi numărul de neutroni N este impar, rezultă deci un izotop cu număr de masă par, care este radioactiv [1].

Elementele cu număr par de protoni Z, au frecvent un număr mare de izotopi stabili cu număr de masă A par, deci numărul de neutroni este de asemenea par. Numai cîteva elemente conţin şi un număr impar de neutroni, care au deci număr de masă A impar. Numărul acestor izotopi este mic, iar în unele cazuri nuclizii sînt radioactivi. Două exemple sînt semnificative : ${}_{50}Sn$ şi ${}_{54}Xe$. Staniul are 10 izotopi stabili dintre care şapte au numărul de masă par şi trei au numărul de masă impar : 115, 117, 119. Xenonul are nouă izotopi stabili, dintre care şapte au A par şi doi au A impar : 129 şi 131. S-a observat că elementele care au numărul cel mai mare de izotopi stabili (cu A par şi impar) conţin un număr magic de protoni (20, 50) sau de neutroni (20, 50, 82). Aşa cum se va vedea, straturile nucleonice complet ocupate cu nucleoni conferă nuclizilor stabilitate nucleară maximă. O astfel de structură se întîlneşte la Sn care conţine un număr magic de protoni : 50.

Analiza frecvenţei de distribuţie a celor 274 de izotopi stabili, în funcţie de numărul de protoni şi neutroni, scoate în evidenţă regula de paritate (par-par) a stabilităţii nucleare, sau regula lui Harkins. În tabloul III—11 se prezintă această distribuţie, de unde se observă că cele mai răspîndite sînt nucleele par-impare, care au stabilitatea cea mai mare : ${}^{28}_{14}Si$, ${}^{30}_{14}Si$, ${}^{80}_{36}Kr$, ${}^{86}_{36}Kr$, ${}^{116}_{48}Cd$, ${}^{130}_{56}Ba$, ${}^{138}_{56}Ba$, ${}^{204}_{80}Hg$, ${}^{208}_{82}Pb$ ş.a.
Stabilitate maximă au izotopii care conţin un număr egal de protoni şi neutroni, $\left(\frac{N}{Z}=1\right)$: ${}^{16}_{8}O$, ${}^{24}_{12}Mg$, ${}^{28}_{14}Si$, ${}^{40}_{20}Ca$, sau un număr magic de neutroni sau protoni : ${}^{40}_{20}Ca$, ${}^{88}_{38}Sr_{50}$, ${}^{90}_{40}Zr_{50}$, ${}^{118}_{50}Sn$, ${}^{138}_{56}Ba_{82}$, ${}^{139}_{57}La_{82}$. Unii dintre aceşti izotopi sînt constituenţii principali ai scoarţei terestre : ${}^{16}_{8}O$, ${}^{24}_{12}Mg$, ${}^{28}_{14}Si$, ${}^{40}_{20}Ca$, ${}^{56}_{26}Fe$. Preponderenţa nuclizilor cu Z par şi N par este determinată de tendinţa puternică a nucleonilor de a se grupa în perechi stabile.

[1] Tantalul ($Z = 73$) are doi izotopi : ${}^{180}_{73}Ta$ şi ${}^{182}_{73}Ta$, dintre care primul, cu $A = 180$ este radioactiv. Potasiul ($Z = 19$) are trei izotopi : ${}^{39}_{19}K$, ${}^{40}_{19}K$ şi ${}^{41}_{19}K$, dintre care al doilea este β^--radioactiv, cu un timp de înjumătăţire lung.

O anumită răspîndire au nuclizii cu A impar, constituiţi din Z impar — N par sau Z par — N impar. Faptul că aceste două tipuri de nuclizi au răspîndire aproape egală, demonstrează că neutronii şi protonii se

TABLOUL III—11

Frecvenţa de distribuţie a izotopilor stabili

A	Z	N	Numărul total de izotopi stabili
par	par	par	165
impar	par	impar	55
impar	impar	par	50
par	impar	impar	4

comportă în mod similar în cadrul structurii nucleare şi astfel stabilitatea nucleară este identică pentru nucleele care conţin un neutron sau un proton nepereche.

Prezenţa a doi nucleoni diferiţi nepereche în nucleele cu Z impar şi N impar, conduce la instabilitate nucleară. Există însă patru nuclizi uşori care sînt stabili: ${}^{2}_{1}H$, ${}^{6}_{3}Li$, ${}^{10}_{5}B$, ${}^{14}_{7}N$, deoarece raportul $\frac{N}{Z}$ este unu. Este bine cunoscut că stabilitatea deuteriului este atribuită forţei de atracţie exercitate între neutron şi proton avînd aceleaşi coordonate spaţiale şi spinii paraleli. Spinii observaţi ai celorlalţi trei nuclizi dovedesc că spinii neutronului şi protonului sînt de asemenea paraleli ca la deuteriu. Următorii membri ai seriei de nuclee impar-impare, începînd cu ${}^{18}_{9}F$, ${}^{22}_{11}Na$ etc., nu sînt stabili deoarece repulsia electrostatică mutuală a protonilor cere prezenţa unui neutron suplimentar pentru asigurarea stabilităţii. Într-adevăr, nucleele cu excedent de un neutron sînt stabile: ${}^{19}_{9}F$, ${}^{23}_{11}Na$, ${}^{27}_{13}Al$, ${}^{31}_{15}P$ etc. La nuclizii cu $Z > 14$, există un excedent de neutroni sau protoni care determină instabilitate. Prin transformarea unui neutron excedentar în proton (cu emisie de electron) sau a unui proton excedentar în neutron (cu emisie de pozitron) raportul $\frac{N}{Z}$ se apropie de unitate şi nuclidul rezultat este stabil, situîndu-se mai aproape de linia de stabilitate $N = Z$. Nuclizii impar-impari: ${}^{40}_{19}K$, ${}^{50}_{23}V$, ${}^{138}_{57}La$, ${}^{176}_{71}Lu$ şi ${}^{180}_{73}Ta$, care se găsesc în natură, sînt radioactivi, cu un timp de înjumătăţire foarte mare.

Regula izobarilor (*Mattauch*) arată că pentru A impar seriile izobare conţin numai un izotop stabil, iar pentru valori ale lui A pare există doi şi chiar trei izobari stabili, al căror număr de ordine Z diferă cu două unităţi. Deşi într-o serie de izobari numărul de masă A este acelaşi pentru toţi izotopii, conţinutul diferit de neutroni şi protoni determină energii de legătură nucleară totală diferite pentru fiecare izobar. Regula izobarilor poate fi interpretată cu ajutorul formulei semiempirice a energiei de legătură $B(A, Z)$ stabilită de Weizsäcker. Dacă în această ecuaţie, A se

menţine constant, $B(A, Z)$ devine o funcţie pătratică de Z:

$$B(A, Z)_{A=\text{const.}} = \text{const.} + a \cdot Z^2 + b \cdot Z \qquad \text{(III, 10—2)}$$

reprezentată printr-o parabolă, numită parabolă de stabilitate nucleară. O astfel de parabolă este redată în figura III—25 pentru seria de izobari

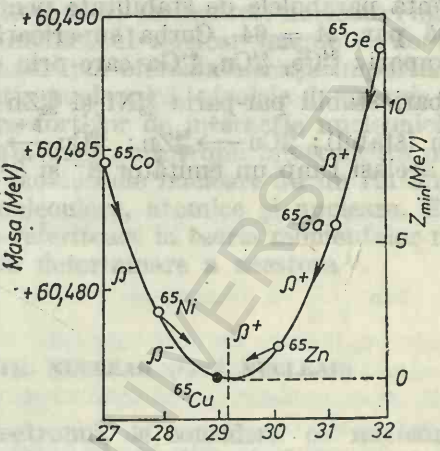


Fig. III—25. — Parabola de stabilitate nucleară pentru A impar: $A = 65$, ● — izobar stabil; ○ — izobar instabil.

cu numărul de masă impar, $A = 65$. Se observă că în seria de cinci izobari cu $A = 65$ numai nuclidul $^{65}_{29}Cu$ este stabil, avînd energia maximă de legătură nucleară. Ceilalţi izobari sînt instabili, manifestînd radioactivitate β. Izobarii adiacenţi situaţi în partea stîngă a parabolei, $^{65}_{27}Co_{38}$, $^{65}_{28}Ni_{37}$, au

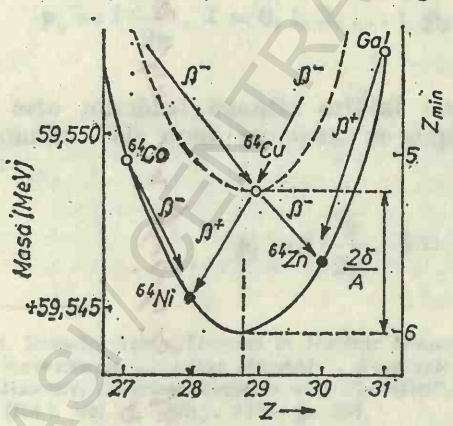


Fig. III—26. — Parabola de stabilitate nucleară pentru A par; $A = 64$. ● — izobar stabil; o — izobar instabil.

mai puţini protoni decît izobarul stabil şi, datorită excesului de neutroni, se va produce o dezintegrare β⁻: $^{65}_{27}Co \xrightarrow{\beta^-} {}^{65}_{28}Ni \xrightarrow{\beta^-} {}^{65}_{29}Cu$ (stabil). Izobarii adiacenţi situaţi în partea dreaptă a parabolei, $^{65}_{32}Ge_{33}$, $^{65}_{31}Ga_{34}$, $^{65}_{30}Zn_{35}$, conţin mai mulţi protoni decît izobarul stabil, ceea ce determină transformarea unui proton în neutron, cu emisia de pozitron. În această serie are loc o dezintegrare β⁺: $^{65}_{32}Ga \xrightarrow{\beta^+} {}^{65}_{31}Ga \xrightarrow{\beta^+} {}^{65}_{30}Zn \xrightarrow{\beta^+} {}^{65}_{29}Cu$ (stabil).

Pentru seria de nuclee izobare cu numărul de masă A par, se obţin două parabole de stabilitate avînd formă identică, corespunzătoare nuclizilor impar-impari şi par-pari. Deoarece nuclizii impar-impari sînt instabili, parabola se va situa în partea superioară a diagramei, deasupra parabolei pentru nuclizii par-pari. În seria nuclizilor impar-impari nu se observă deci nici un izobar stabil, spre deosebire de seria nuclizilor par-pari unde există doi izobari stabili. Pentru exemplificare, în figura III—26 se prezintă parabolele de stabilitate pentru seria de izobari cu numărul de masă par, $A = 64$. Curba superioară conţine trei izobari instabili impar-impari: ${}^{64}_{27}\mathrm{Co}$, ${}^{64}_{29}\mathrm{Cu}$, ${}^{64}_{31}\mathrm{Ga}$ care prin dezintegrare β^- sau β^+ trec în doi izobari stabili par-pari: ${}^{64}_{28}\mathrm{Ni}$ şi ${}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$: ${}^{64}_{27}\mathrm{Co} \xrightarrow{\beta^-} {}^{64}_{28}\mathrm{Ni}$ (stabil); ${}^{64}_{31}\mathrm{Ga} \xrightarrow{\beta^+} {}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ (stabil); ${}^{64}_{29}\mathrm{Cu} \xrightarrow{\beta^-} {}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$; ${}^{64}_{29}\mathrm{Cu} \xrightarrow{\beta^+} {}^{64}_{28}\mathrm{Ni}$. Se observă că izobarul ${}^{64}_{29}\mathrm{Cu}$ este în acelaşi timp un emiţător β^- şi β^+.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul IV

MOMENTE NUCLEARE

Dintre proprietăţile statice ale nucleelor, momentele nucleare : momentul cinetic nuclear (spin nuclear), momentul nuclear magnetic de dipol şi momentul nuclear electric de cuadrupol oferă informaţii importante asupra structurii nucleare (constituţia nucleonică, nivelele de energie în stare fundamentală şi excitată, natura forţelor de interacţie nucleonică). Totodată, acestea constituie indicaţia unei anizotropii în structura nucleară. În prezent este bine stabilit că momentele nucleare au un rol important într-o varietate de fenomene moleculare, atomice şi nucleare. Există o bogată literatură de specialitate referitoare la teoria momentelor nucleare şi la metodele experimentale de determinare a acestora [1].

1. MOMENTUL CINETIC NUCLEAR (SPIN NUCLEAR)

În deplină analogie cu electronul, se consideră că nucleonul are o mişcare de rotaţie proprie şi o mişcare pe traiectorie [2]. La acestea corespund momentul unghiular de spin p_S şi momentul unghiular orbital p_φ, care după teoria cuantică clasică, sînt :

$$p_\varphi = l \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad l = 0, 1, 2, \ldots ; \quad p_S = s \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad s = \pm \frac{1}{2}$$

unde l este numărul cuantic orbital iar s numărul cuantic de spin al nucleonului. Cele două momente se cuplează, dînd momentul orbital total p_j :

$$p_j = j \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad j = l \pm s$$

---

[1] R. Blin-Stoyle, „Theories of Nuclear Moments", Pergamon Press, 1960.
H. Kopferman, „Nuclear Moments", Academic Press, 1958.
N. Ramsey, „Nuclear Moments and Statistics", în „Experimental Nuclear Physics", E. Segrè (Ed.), vol. I, Wiley, 1953, p. 358.
I. Dorfman, „Magnetic Properties of Atomic Nucleus", Gostekhizdat, 1948.
A. Lösche, „Kerninduktion", Deutsche Verlag der Wissenschaften, 1957.
E. Andrew, „Nuclear Magnetic Resonance", Cambridge U.P., 1955.
S. Vonsovsky, „Magnetism of Elementary Particles", Mir. Publ., 1975.
M. Eliaşevici, „Spectroscopia atomică şi moleculară, Edit. Academiei, Bucureşti, 1966, p. 505.

[2] După modelul straturilor nucleare, nucleonii în nucleu se pot mişca independent, pe traiectorii bine determinate.

unde j este numărul cuantic intern. Deoarece aceste momente sînt vectori, se reprezintă prin notaţiile vectoriale curente l, s, j $\left(\text{în unităţi } \frac{h}{2\pi}\right)$ şi momentul unghiular total al unui nucleon devine : $\mathbf{j} = \mathbf{l} \dotplus \mathbf{s}$.

După mecanica cuantică modernă, momentelor unghiulare ale nucleonului le revin expresiile :

$$|\mathbf{l}| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar ; \quad |\mathbf{s}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar$$

$$|\mathbf{j}| = \sqrt{j(j+1)} \cdot \hbar$$

Pentru nucleon — neutron sau proton — numărul cuantic de spin este $s = \frac{1}{2}$ şi se numeşte număr cuantic de spin intrinsec. Valoarea sa absolută este $\sqrt{\frac{3}{4}} \cdot \hbar$. Pentru un nucleu constituit din mai mulţi nucleoni, momentele unghiulare de spin intrinsec şi momentele unghiulare orbitale ale acestora se combină pentru a da momentul unghiular total, numit, de regulă, spin nuclear. Dacă interacţia nucleonică este determinată numai de forţe centrale, nu are loc cuplajul spin-orbită şi momentul unghiular total I, al nucleului, este dat de suma momentelor unghiulare orbitale L, ale tuturor nucleonilor :

$$L = l_1 + l_2 \ldots + l_k = \sum_{i=1}^{k} l_i ; \quad S = s_1 + s_2 \ldots s_k = \sum_{i=1}^{k} s_i ;$$

$$I = L + S \qquad \text{(IV, 1—1)}$$

În acest caz, atît I, cît şi componentele L şi S sînt constante ale mişcării. Acesta este cuplajul LS. S-a constatat că în nucleu este frecvent cuplajul $j\,j$ (spin-orbită) ; în urma interacţiunii magnetice puternice dintre momentul unghiular de spin intrinsec şi momentul unghiular orbital pentru fiecare nucleon, se formează mai întîi un moment total nucleonic j_i, compunînd momentele l_i şi s_i ; apoi se compun momentele totale ale nucleonilor şi se obţine momentul total I :

$$j_i = l_i + s_i ; \; I = j_1 + j_2 + \ldots + j_k = \sum_{i=1}^{k} j_i \qquad \text{(IV, 1—2)}$$

În acest caz, numai momentul total I este o constantă a mişcării, deoarece componentele L şi S se pot schimba în procesul mişcării. Componenta pe o axă de referinţă z (direcţia unui cîmp magnetic sau a unui flux de particule) a momentului unghiular total este :

$$p_{I_z} = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar = m_I \cdot \hbar$$

unde m_I este numărul cuantic magnetic, care poate lua $2I + 1$ valori: $I, I-1, I-2, \ldots -I$. Acestea reprezintă numărul orientărilor vectorului moment unghiular total faţă de axa de referinţă z.

Determinările experimentale ale spinului nuclear pentru majoritatea nucleelor stabile şi radioactive, au scos în evidenţă o corelaţie semnificativă între valoarea spinului nuclear şi masa nucleară, care constituie o expresie a structurii protono-neutronice a nucleului. Astfel, s-au constatat următoarele regularităţi:

— nucleele par-pare au spinul nuclear nul în starea fundamentală, $I = 0$. În stare excitată, spinul nuclear poate lua valori întregi, $I = 1$, 2, 3 etc.;

— nucleele cu numărul de masă impar (par-impare sau impar-pare) au spinul nuclear semiîntreg, în starea fundamentală, $I = n + \frac{1}{2}$, unde

TABELUL IV—1

Valorile spinului nuclear I, ale momentului nuclear magnetic de dipol μ şi ale momentului nuclear electric de cuadrupol Q, pentru cîteva nuclee impare (par-impare şi impar-pare)

Nucleul	Z	N	I	μ (μ_{nucl})	Q 10^{-24} cm^2	Configuraţia nucleonică
$^{1}_{0}n$		1	1/2	−1,913		
$^{1}_{1}H$	1		1/2	2,793		
$^{3}_{1}H$	1	2	1/2	2,9788	—	$1S_{1/2}$
$^{7}_{3}Li$	3	4	3/2	3,256		$1s^2\,1p^1_{3/2}$
$^{11}_{5}B$	5	6	3/2	2,689	+0,0355	$1s^2\,1p^3_{3/2}$
$^{15}_{7}N$	7	8	1/2	−0,283		$1s^2\,1p^4_{3/2}\,1p^1_{1/2}$
$^{13}_{6}C$	6	7	1/2	0,702		$1s^2\,1p^4_{3/2}\,1p^1_{1/2}$
$^{17}_{8}O$	8	9	5/2	−1,894	−0,005 8	$1d^1_{5/2}$
$^{23}_{11}Na$	11	12	3/2	2,218	+0,10 8	$1d^3_{5/2}$
$^{35}_{17}Cl$	17	18	3/2	0,822	−0,078 8	$1d^6_{5/2}\,2s^2_{1/2}\,1d^1_{3/2}$
$^{43}_{20}Ca$	20	43	7/2	−1,315	20	$1f^3_{1/2}$
$^{83}_{36}Kr$	36	47	9/2	−0,969	+0,15 28	$2p^4_{3/2}\,1f^6_{5/2}\,2p^2_{1/2}\,1g^7_{9/2}$
$^{79}_{35}Br$	35	44	3/2	2,106	+0,335 28	$2p^3_{3/2}\,1f^4_{5/2}$
$^{113}_{48}Cd$	48	65	1/2	−0,622	50	$2d^6_{5/2}\,1g^8_{7/2}\,3s^1_{1/2}$
$^{151}_{63}Eu$	63	88	5/2	+3,4	+1,2 50	$1g^8_{7/2}\,2d^5_{5/2}$
$^{149}_{62}Sn$	62	87	7/2	−0,55	(0,72) 82	$2f^5_{7/2}$
$^{209}_{83}Bi$	83	126	9/2	4,080	+0,4 82	$1h^1_{9/2}$

$n = 0,1,2, \ldots$ Nu s-a înregistrat o valoare mai mare de $\frac{9}{2}$. În stare excitată, s-au observat valori mai mari de $\frac{9}{2}$, ca de exemplu $I = \frac{11}{2}, \frac{13}{2}$;

— nucleele impar-impare (Z impar, N impar) au spinul nuclear întreg, $I = 1, 2, 3, \ldots$. Aşa de exemplu, $I(^{14}_{7}\mathrm{N}) = 1$, $I(^{6}_{3}\mathrm{Li}) = 3$, $I(^{40}_{19}\mathrm{K}) = 4$, $I(^{50}_{23}\mathrm{V}) = 6$. Pentru exemplificare, în tabloul IV—1 se prezintă valorile spinului nuclear, I, pentru nucleele impare (par-impare şi impar-pare) stabile şi radioactive. Sînt incluse, de asemenea, valorile momentelor nucleare magnetice de dipol, μ, şi ale momentelor nucleare electrice de cuadrupol, care sînt strîns corelate cu spinul nuclear. După cum se poate observa, cele mai multe nulcee au spinul $I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$, însă există un număr suficient de nuclee mai grele, care au $I > \frac{5}{2}$. Aşa de exemplu: $I(^{209}_{83}\mathrm{Bi}) = \frac{9}{2}$, $I(^{176}_{71}\mathrm{Lu}) \geqslant 7$, $I(^{134}_{56}\mathrm{Cs}) = 8$. În tabloul IV—2 este redată distribuţia nucleelor după valorile spinului nuclear. Se observă că cele mai multe nuclee au spinul nuclear nul şi există un număr mic de nuclee care au valori mari, $I > 4$.

TABLOUL IV—2

Distribuţia nucleelor după valoarea spinului nuclear, I (starea fundamentală)

Spinul nuclear, I	Numărul de nuclee	Spinul nuclear, I	Numărul de nuclee
0	172	4	5
$\frac{1}{2}$	57	$\frac{9}{2}$	18
1	24	5	8
$\frac{3}{2}$	59	$\frac{11}{2}$	2
2	21	6	4
$\frac{5}{2}$	51	$\frac{13}{2}$	1
3	10	7	1
$\frac{7}{2}$	31	8	2

Valorile experimentale ale spinilor nucleelor se pot explica foarte bine cu ajutorul modelului straturilor nucleare elaborat pentru descrierea structurii nucleare. Cu ajutorul acestuia se pot calcula valorile momente-

lor magnetice de dipol şi ale momentelor electrice de cuadrupol. Absenţa spinului nuclear la nucleele par-pare se datoreşte faptului că există tendinţa puternică ca doi nucleoni identici — protoni sau neutroni — să se orienteze în nucleu cu spinii antiparaleli, astfel încît în final $I = 0$. Nucleonii sînt dispuşi în straturi nucleare, care sînt complet ocupate : ${}_{2}^{4}\mathrm{He}$, ${}_{6}^{12}\mathrm{C}$, ${}_{8}^{16}\mathrm{O}$. Valoarea semiîntreagă a spinului nuclear pentru nucleele impare (Z sau N impar) se poate explica considerînd că acestea sînt formate dintr-un miez cu Z şi N pare plus un nucleon (neutron sau proton) nepereche, exterior miezului. Spinul nuclear este determinat numai de momentul unghiular total al nucleonului nepereche deoarece miezul are $I = 0$. Cele mai multe nuclee impar-impare au $I > 0$, ceea ce reflectă tendinţa neutronului şi a protonului nepereche de a se alinia cu spinii paraleli. Aşa de exemplu, nucleele ${}_{1}^{2}\mathrm{H}$ şi ${}_{7}^{14}\mathrm{N}$ au spinul nuclear $I = 1$. În cazul deuteriului, format dintr-un proton şi un neutron, rezultă că starea fundamentală este o stare de triplet ${}^{3}S_{1}$, cu momentul unghiular orbital nul, $L = 0$. Interacţia dintre neutron şi proton este determinată deci de existenţa forţelor centrale cu un potenţial dependent numai de distanţa internucleonică. Constatarea neaditivităţii momentelor magnetice nucleonice în nucleul de deuteriu şi existenţa momentului electric de cuadrupol, dovedeşte că starea fundamentală a deuteriului nu este o stare S pură, ci un amestec al stării ${}^{3}S_{1}$ ($L = 0$) cu starea ${}^{3}D_{1}$ ($L = 2$) care are un moment unghiular orbital finit. Aceasta demonstrează că momentul unghiular orbital nu se conservă şi deci nu este un număr cuantic care caracterizează starea sistemului nuclear. Totodată, aceste fapte oferă indicaţia că interacţia neutron-proton este determinată, în parte, de forţe necentrale (tensoriale). Interpretarea valorii $I = 1$ pentru nucleul de azot ${}_{7}^{14}\mathrm{N}$, a oferit unul din argumentele cu care s-a demonstrat inconsistenţa modelului protono-electronic al nucleului.

2. PARITATEA FUNCŢIEI DE UNDĂ

În afară de unele proprietăţi ale nucleului, ca : sarcina, masa, energia, spinul, momentele electrice şi magnetice, care se pot determina direct din măsurători experimentale şi au o analogie strînsă cu mărimile corespunzătoare din fizica clasică, paritatea funcţiei de undă nucleare, este o caracteristică specific cuantică importantă, care însă nu are corespondent în mecanica clasică. Pe lîngă translaţia sistemului de coordonate (de care este legată conservarea impulsului) şi de rotaţie a lui (de care este legată conservarea momentului cinetic), se cunoaşte încă o transformare care nu schimbă hamiltonianul unui sistem închis sau aflat într-un cîmp cu simetrie centrală, denumită inversiune spaţială. Aceasta se realizează prin reflexia coordonatelor unui punct $P(x, y, z)$ faţă de planul $x\,O\,y$, urmată de o rotaţie cu 180° faţă de axul Oz perpendicular pe acest plan(operaţiunea exprimă simetria de oglindire a sistemului dextrorsum şi sinistrorsum, în raport cu originea lor comună). Invarianţa funcţiei lui Hamilton în raport cu inversiunea nu conduce la nici un fel de lege de conservare în mecanica clasică. În mecanica cuantică, însă, problema se schimbă. Să considerăm un nucleon, component al unui nucleu, care se găseşte într-o

stare cuantică, descrisă de funcţia de undă nucleară $\Psi(x, y, z, s)$, dependentă de cele trei coordonate spaţiale şi spinul nucleonului. Prin inversiune coordonatele x, y, z se transformă în $-x, -y, -z$. În urma acestei operaţiuni, funcţia proprie rămîne neschimbată:

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z) \text{ paritate pară } (+)$$

şi paritatea funcţiei de undă în raport cu coordonatele spaţiale este denumită pară (se notează cu $+$) sau îşi schimbă semnul:

$$\Psi(x, y, z) = -\Psi(-x, -y, -z) \text{ paritate impară } (-)$$

şi paritatea funcţiei de undă în raport cu coordonatele spaţiale este denumită impară (se notează cu $-$). Dacă introducem operatorul de inversiune P, care se aplică funcţiei de undă $\Psi(x, y, z)$, acesta schimbă semnul tuturor coordonatelor de care depinde funcţia de undă:

$$P \cdot \Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z)$$

Valorile proprii ale operatorului P se determină din ecuaţia:

$$P\Psi = \pi\Psi$$

unde π este parametrul valorilor proprii ale operatorului P. În urma aplicării de două ori, consecutiv, a operatorului P asupra funcţiei Ψ, se obţine din nou funcţia Ψ: $P^2\Psi = \pi^2 \cdot \Psi \equiv \Psi$, de unde rezultă: $\pi^2 = 1$, sau $\pi = \pm 1$.

Din invarianţa operatorului hamiltonian H, faţă de inversiune, rezultă că operatorul de inversiune P, comută cu operatorul H:

$$PH - HP = 0$$

şi ca urmare, paritatea se conservă, este o constantă a mişcării.

Pentru un nucleon izolat, a cărui mişcare este caracterizată prin numărul cuantic orbital l, paritatea este determinată de valoarea pară sau impară a acestuia. Partea unghiulară a funcţiei de undă nucleonice [1] este dată de mărimea $Y_{l,m}$, care, pînă la un factor constant, este de forma: $P_l^m(\cos\theta) \cdot e^{i.m.\varphi}$. Prin inversiune, în coordonate sferice are loc transformarea:

$$r \to r; \quad \theta \to \pi - \theta \quad \varphi = \varphi + \pi$$

La înlocuirea unghiului φ prin $\varphi + \pi$, factorul $e^{im\varphi}$ se înmulţeşte cu $(-1)^m$, iar la înlocuirea unghiului θ prin $\pi - \theta$, funcţia $P_l^m(\cos\theta)$ trece în $P_l^m(-\cos\theta) = (-1)^{l-m} \cdot P^m(\cos\theta)$. Astfel, întreaga parte unghiulară a funcţiei de undă se înmulţeşte cu $(-1)^l$, independent de m:

$$Y_{l,m}(\pi + \varphi, \pi - \theta) = (-1)^l \cdot Y_{l,m}(\varphi, \theta)$$

---

[1] Vol. I, 1, p. 290.

Rezultă deci că paritatea funcţiei de undă ce caracterizează starea unui nucleon cu mişcare orbitală corespunzătoare numărului cuantic orbital l, este:

$$\pi = (-1)^l \qquad \text{(IV, 2—1)}$$

Stările cu l par au deci paritatea pară, iar cele cu l impar au paritatea impară.

Paritatea intrinsecă a nucleonilor [1] este definită în mod arbitrar ca pară: $\pi_n = \pi_p = +1$, la fel ca a electronului şi a hiperonilor. În contrast, paritatea intrinsecă a tuturor mezonilor este acceptată ca impară: $\pi_{mezon} = -1$, ca urmare a unor consideraţii experimentale.

Pentru un sistem de nucleoni, paritatea funcţiei de undă totală Π este dependentă de parităţile funcţiilor de undă ale nucleonilor individuali π_i:

$$\Pi = \pi_1 \cdot \pi_2 \ldots \pi_i \qquad \text{(IV, 2—2)}$$

şi este determinată de distribuţia celor A nucleoni între stările orbitale pare şi impare. Paritatea unei stări fundamentale nucleare poate fi prevăzută din calculul numerelor de ocupare a stărilor, conform modelului straturilor nucleare.

Dacă sistemul de nucleoni se află într-un cîmp central (se consideră că interacţia nucleonică este slabă) paritatea se calculează în funcţie de momentul unghiular l_i al nucleonilor:

$$\Pi = (-1)^{l_1+l_2+\ldots l_i} = (-1)^{\sum_1^i l_i} \qquad \text{(IV, 2—3)}$$

Astfel, dacă:

— $\sum_i l_i$ este pară, paritatea nucleului este pară (+). Nucleul poate conţine orice număr de nucleoni cu paritate pară, sau un număr par de nucleoni cu paritate impară.

— $\sum_i l_i$ este impară, paritatea nucleului este impară (—). Nucleul poate conţine un număr impar de nucleoni cu paritate impară.

Indicarea parităţii nucleare este totdeauna asociată cu valoarea spinului nuclear şi se scrie sub forma: I^π. Aşa de exemplu, $I = 2^+$ desemnează starea cuantică a unui nucleu cu spinul nuclear, $I = 2$ şi paritate pară.

Toate nucleele par-pare, fără excepţie, în starea fundamentală au spinul nuclear nul şi paritatea pară, $I = 0^+$. Nucleele impare au spinul nuclear semiîntreg şi paritatea, $(-1)^l$, este determinată de nucleonul nepereche. La nucleele impar-impare, momentul unghiular total este dat de suma momentelor unghiulare ale neutronului şi protonului nepereche: $I = I_n + I_p$ iar paritatea este produsul parităţilor neutronului şi protonului nepereche: $\pi = (-1)^{l_n+l_p}$.

---

[1] L. VALENTIN, „Physique subatomique: noyaux et particules", Hermann, Paris, 1975, p. 396 şi 415.

Paritatea radiației gamma. Radiația electromagnetică este de asemenea, caracterizată printr-o anumită valoare a parității, însă noțiunea este mai complexă, deoarece fotonul este o particulă a cărei comportare este descrisă de două funcții vectoriale: intensitatea cîmpului electric **E** și intensitatea cîmpului magnetic **H**. Din electrodinamică se știe că [1] intensitatea cîmpului electric este reprezentată de un vector polar, iar intensitatea cîmpului magnetic de un vector axial (pseudovector) [2]. La inversiunea spațială, cei doi vectori se comportă diferit. Vectorul axial cîmp magnetic nu schimbă semnul la schimbarea semnului coordonatelor spațiale: $\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}(-x, -y, -z)$ și paritatea cîmpului magnetic este considerată pară, $\pi_H = +1$. Vectorul polar cîmp electric schimbă semnul la schimbarea semnului coordonatelor spațiale: $\mathbf{E}(x, y, z) = -\mathbf{E}(-x, -y, -z)$ și paritatea cîmpului electric ete considerată impară, $\pi_E = -1$. Funcțiile obținute prin inversiunea spațială, sînt de asemenea, soluții ale sistemului de ecuații Maxwell. Prin intermediul ecuațiilor lui Maxwell, paritatea cîmpului magnetic determină paritatea cîmpului electric. Astfel, din relația:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -i\frac{\omega}{c}\mathbf{E}$$

rezultă că pentru $\mathbf{H}(x, y, z)$ par corespunde un $\mathbf{E}(x, y, z)$ impar și invers. De regulă, radiația electromagnetică se clasifică după ordinul de multipol l, în funcție de valoarea momentului unghiular l (în unități $\hbar$) transportat de fiecare cuantă. În tratarea cantitativă [3], expresiile cîmpului electric și respectiv magnetic se dezvoltă după un sistem de funcții sferice de forma $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ care sînt caracterizate printr-o paritate, determinată de mărimea lui l. Valorile momentului unghiular l, care caracterizează funcțiile sferice, determină ordinul de multipol al radiației. Astfel, pentru radiația electrică 2^l — polară, $E(l)$, cu ordin de multipol l, paritatea este: $\pi_{E(l)} = (-1)^l$, iar pentru radiația magnetică 2^l — polară, $M(l)$, cu ordin de multipol l, paritatea este: $\pi_{M(l)} = (-1)^{l+1}$. Se poate observa că pentru aceeași valoare a momentului unghiular l, paritatea cîmpului magnetic este diferită de a cîmpului electric. Pe de altă parte, radiația electrică de dipol $E(1)$ și radiația magnetică cuadrupol $M(2)$ au paritatea -1, radiația magnetică de dipol $M(1)$ și radiația electrică de cuadrupol $E(2)$ au paritatea $+1$.

În procesele nucleare ca: reacțiile nucleare, tranzițiile radioactive α, β și γ, determinate de interacțiile tari și electromagnetice și în inter-

---

[1] A. Kompaneyets, „Theoretical Physics", Moscova, 1961, p. 154.

[2] Pe lîngă simetria axială, deosebirea dintre cîmpul electric și magnetic este caracterizată de o simetrie suplimentară diferită. Cîmpul electric prezintă o simetrie față de oglindire în orice plan paralel cu cîmpul. El nu se schimbă la o oglindire în acest plan. Cîmpul magnetic prezintă o simetrie față de oglindirea într-un plan perpendicular pe cîmp și nu se modifică la o oglindire în acest plan. Comportarea este datorată faptului că în timp ce cîmpul electric este caracterizat de direcția unei drepte în spațiu, cîmpul magnetic este caracterizat prin sensul de parcurgere al conturului (sensul curentului închis care generează cîmpul) într-un plan perpendicular.

[3] J. Blatt, V. Weisskopf, „Theoretical Nuclear Physics", J. Wiley, 1952, cap. XII; M. Rose, „Multipole Fields", J. Wiley, N.Y., 1955.

acţiile dintre particulele elementare, odată cu conservarea energiei şi momentului unghiular, are loc şi conservarea parităţii, ca o reflectare a proprietăţilor de simetrie a sistemului. Din conservarea momentului unghiular şi a parităţii rezultă regulile de selecţie pentru aprecierea probabilităţii tranziţiilor radioactive α, β şi γ. Într-un proces nuclear în care sînt implicate două stări nucleare — iniţială şi finală — caracterizate prin valori determinate ale spinului nuclear I şi a parităţii π, prin aplicarea legilor de conservare, are loc o anumită schimbare ΔI a spinului nuclear, însoţită sau nu de schimbarea parităţii $\Delta\pi$. În mod curent, aceste date se indică astfel: „$\Delta I = +\frac{3}{2}$, da", ceea ce reprezintă o creştere a spinului nuclear de $\frac{3}{2}$, însoţită de schimbarea parităţii. Notaţia „$\Delta I = +1$, nu" indică o creştere a spinului nuclear egală cu o unitate, fără schimbare de paritate.

Se cunoaşte că în procesul de tranziţie β — radioactivă, determinat de interacţiile slabe, paritatea nu se conservă [1].

Spinul şi statistica nucleară. O altă caracteristică importantă a nucleelor, care rezultă din considerarea proprietăţilor de simetrie a funcţiei de undă nucleară este statistica particulelor nucleare. Se ştie [2] că pentru un sistem de particule identice, semnul funcţiei de undă $\Psi(x, y, z, s)$ se schimbă dacă se face o permutare a coordonatelor unei perechi oarecare de particule i şi j ale sistemului luate arbitrar:

$$\Psi(x_1, x_2, \ldots, x_i \ldots x_j \ldots x_n) = -\Psi(x_1, x_2, \ldots, x_j \ldots x_i \ldots x_n)$$

Funcţia de undă este antisimetrică şi sistemul de particule este caracterizat prin statistica Fermi-Dirac. Deoarece antisimetria funcţiei de undă restrînge numărul de particule într-o stare cuantică la unu, sistemul este supus principiului de excluziune Pauli. Nucleonii, avînd spinul nuclear $\frac{1}{2}$, se supun statisticii Fermi-Dirac [3]. Dacă semnul funcţiei de undă nu se schimbă la permutarea coordonatelor celor două particule:

$$\Psi(x_1, x_2, \ldots, x_i \ldots x_j \ldots x_n) = \Psi(x_1, x_2, \ldots, x_j \ldots x_i \ldots x_n)$$

funcţia de undă este simetrică şi sistemul de particule se supune statisticii Bose-Einstein.

Pentru nucleu, care este constituit din două tipuri diferite de fermioni, funcţia de undă nucleară totală este deci antisimetrică la permutarea a doi protoni sau a doi neutroni. Apare însă, o nouă caracteristică, determinată de permutarea unui proton cu un neutron, într-o pereche

---

[1] T. Lee, C. Yang, *Phys. Rev.*, **104**, 254 (1956).
C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hopper, R. Hudson, *Phys. Rev.*, **105**, 1413 (1957).
O. Frisch, T. Skyrme, „Parity Non-Conservation in Weak Interactions". *Progr. Nucl. Phys.*, **13**, 267 (1957).

[2] Vol. II, 1, p. 204.

[3] W. Pauli, *Phys. Rev.*, **58**, 716 (1940); *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 203 (1941).

proton-neutron. În această situaţie, principiul de excluziune nu cere ca funcţia de undă nucleară totală să fie antisimetrică la acest fel de permutare, deoarece nucleonii nu sînt identici. Funcţia de undă nucleară nu mai posedă o simetrie definită, deoarece potenţialul nuclear care acţionează în nucleu nu este acelaşi pentru proton şi neutron. Cunoştinţele existente pînă în prezent, asupra forţelor nucleare, demonstrează că forţa coulombiană de acţiune dintre doi protoni se schimbă apreciabil cînd un proton este premutat cu un neutron şi invers. La nucleele uşoare, datorită numărului mic de protoni, forţa coulombiană are o mică contribuţie şi funcţiile de undă nucleare sînt deci, aproape simetrice sau aproape antisimetrice la permutarea proton-neutron. Această proprietate de simetrie a funcţiei de undă nucleară este exprimată prin numărul cuantic de izospin. În formalismul izospinului, funcţia de undă nucleară totală Ψ_T, este dată de produsul a trei funcţii de undă parţiale:

$$\Psi_T = \Psi_{\text{spaţiu}} \cdot \Psi_{\text{spin}} \cdot \Psi_{\text{izospin}} \qquad \text{(IV, 2—4)}$$

Forma părţii de izospin este identică cu forma părţii de spin. În analogie cu funcţiile de undă de spin α şi β, se introduc două funcţii de undă de izospin δ şi γ, după cum izospinul este „ $\uparrow$ " (proton) sau „ $\downarrow$ " (neutron). Mărimea absolută a spinului izotopic total al nucleului, determină simetria părţii de sarcină Ψ_{izospin} a funcţiei de undă a sistemului, la fel cum spinul total determină simetria funcţiei de undă de spin Ψ_{spin}.

La nuclee există o legătură între spinul nuclear şi statistica nucleară. S-a stabilit o regulă [1], după care nucleele formate dintr-un număr par de nucleoni (deci care au spinul întreg) se supun statisticii Bose-Einstein, iar nucleele formate dintr-un număr impar de nucleoni (care au spinul semiîntreg) se supun statisticii Fermi-Dirac. În tabloul IV—3 se prezintă această clasificare, unde se dau cîteva exemple. Să considerăm două

TABLOUL IV—3

Statistica nucleară

Numărul de masă (A)	Spinul nuclear (I)	Statistica	Nucleul
par	0, 1, 2, ...	Bose-Einstein	^{4}He, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ^{32}S
impar	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ ...	Fermi-Dirac	^{3}He, ^{7}Li, ^{19}F, ^{23}Na, ^{31}P

nuclee identice 1 şi 2, fiecare constituite din Z protoni şi N neutroni. Ansamblul acestor două nuclee este descris de o funcţie de undă dependentă de coordonatele şi spinii tuturor nucleonilor. Deoarece protonii şi neutronii se supun principiului de excluziune Pauli, funcţia de undă este antisimetrică în raport cu coordonatele de poziţie şi spinii nucleonilor.

[1] P. Ehrenfest, J. Oppenheimer, *Phys. Rev.*, **37**, 333 (1931).

La permutarea succesivă a perechilor de protoni între nucleul 1 şi 2, funcţia de undă se multiplică cu factorul $(-1)^z$. La o operaţie similară cu neutronii, funcţia de undă se înmulţeşte cu factorul $(-1)^N$. În urma permutării tuturor protonilor şi neutronilor, nucleele 1 şi 2 şi-au schimbat locurile între ele şi funcţia de undă a sistemului se înmulţeşte cu $(-1)^{Z+N} = (-1)^A$. De aici rezultă regularitatea formulată mai înainte.

Experienţele confirmă în întregime legătura care există între spin şi statistică. Cercetarea intensităţii liniilor spectrale din spectrele de rotaţie ale moleculelor biatomice homeonucleare constituie metoda cea mai simplă de determinare experimentală a spinului nuclear I şi a statisticii nucleelor. S-a observat că pentru astfel de molecule, nivelele de rotaţie au ponderi statistice diferite pentru fiecare stare, în funcţie de spinul nuclear. Intensitatea liniilor din spectrul de rotaţie se succede în mod regulat, adică după o linie intensă, urmează una slabă, apoi din nou una intensă etc. Dacă nucleele se supun statisticii Bose-Einstein, liniile pare sînt mai intense, iar în cazul nucleelor descrise de statistica Fermi-Dirac, liniile impare sînt mai intense. Fenomenul este determinat de proprietăţile de simetrie ale funcţiilor de undă care descriu molecula. Pentru a determina statistica nucleelor, trebuie stabilit dacă permutarea nucleelor identice ale moleculei biatomice afectează semnul funcţiei de undă totală a moleculei. Această proprietate poate fi dedusă din analiza spectrului de rotaţie al moleculei. Forma generală a funcţiei de undă totală Ψ_T a moleculei biatomice homeonucleare este:

$$\Psi_T = \Psi(e)\cdot\Psi(v)\cdot\Psi(r)\cdot\Psi(s) \qquad \text{(IV, 2—5)}$$

unde mărimile au semnificaţia următoare:

$\Psi(e)$ este funcţia de undă care descrie mişcarea electronilor în moleculă şi conţine coordonatele de poziţie ale nucleelor. La permutarea celor două nuclee, $\Psi(e)$ poate fi simetrică sau antisimetrică, însă este în cele mai multe cazuri simetrică în starea fundamentală a moleculei. Funcţia de undă de vibraţie $\Psi(v)$, descrie mişcarea de vibraţie a nucleelor şi depinde de distanţa internucleară. La permutarea nucleelor, $\Psi(v)$ nu schimbă semnul şi este deci numai simetrică:

$$\mathrm{P}\cdot\Psi(v) = +\Psi(v)$$

unde P este operatorul de permutare a nucleelor. Funcţia de undă de rotaţie $\Psi(r)$ este caracterizată prin numărul cuantic de rotaţie J şi este reprezentată de funcţia armonică sferică $Y_{J,m}(\theta, \varphi)$. Prin permutarea nucleelor, funcţia de undă se multiplică cu factorul $(-1)^J$:

$$\mathrm{P}\cdot\Psi(r) = (-1)^J\cdot\Psi(r)$$

unde J este numărul cuantic de rotaţie. Din această cauză, funcţiile de undă cu J par sînt simetrice, iar cele cu J impar sînt antisimetrice. Funcţia de undă de spin $\Psi(s)$ ia în considerare spinul intrinsec al celor două nuclee. Dacă spinii sînt paraleli ($I = 1$), funcţia de undă este simetrică şi mole-

cula este numită ortomoleculă, iar dacă spinii sînt antiparaleli ($I = 0$) funcţia de undă este antisimetrică şi molecula este numită paramoleculă. Este de menţionat că formele orto şi para ale moleculelor biatomice homeonucleare există numai dacă spinul nucleului atomic este diferit de zero.

Pentru nucleele care se supun statisticii Fermi-Dirac, funcţia de undă totală Ψ_T este antisimetrică şi este determinată numai de funcţia de undă de rotaţie $\Psi(r)$ şi de spin $\Psi(s)$, deoarece funcţia de undă electronică $\Psi(e)$ şi funcţia de undă de vibraţie $\Psi(v)$ sînt simetrice. Combinarea acestor două funcţii de undă este următoarea:

$$\Psi_T^a = \Psi^a(r) \cdot \Psi^S(s)$$

$$\Psi_T^a = \Psi^S(r) \cdot \Psi^a(s)$$

unde simbolul a indică starea antisimetrică şi S starea simetrică. Ponderea statistică a acestor două stări este diferită. Din evaluarea numărului de stări antisimetrice şi simetrice, pentru o valoare I a spinului nuclear, se obţine pentru raportul dintre ponderea statistică ρ_a a stărilor antisimetrice şi ponderea statistică ρ_S a stărilor simetrice, următoarea expresie [1]:

$$\frac{\rho_a}{\rho_S} = \frac{I+1}{I} \qquad \text{(IV, 2—6)}$$

Pentru nucleele care se supun statisticii Bose-Einstein, funcţia de undă totală Ψ_T este simetrică şi se obţine din combinarea funcţiilor de undă de rotaţie $\Psi(r)$ şi de sipn $\Psi(s)$, după cum urmează:

$$\Psi_T^S = \Psi^S(r) \cdot \Psi^S(s)$$

$$\Psi_T^S = \Psi^a(r) \cdot \Psi^a(s)$$

Din raţionamente similare, raportul dintre ponderea statistică ρ_a a stărilor antisimetrice şi ponderea statistică ρ_S a stărilor simetrice, este dat de relaţia

$$\frac{\rho_a}{\rho_S} = \frac{I}{I+1} \qquad \text{(IV, 2—7)}$$

Deoarece ponderile statistice ale stărilor simetrice şi antisimetrice sînt diferite, trebuie ca şi intensitatea liniilor din spectrul de rotaţie al moleculelor biatomice homeonucleare să fie diferită. Din compararea relaţiilor (IV, 2—6) şi (IV, 2—7) rezultă că liniile care sînt mai intense la nucleele ce se supun statisticii Fermi-Dirac vor fi mai slabe la nucleele descrise de statistica Bose-Einstein şi invers. Analiza proprietăţilor de simetrie ale funcţiei de undă de rotaţie $\Psi(r)$ [2], arată că în cazul statisticii Fermi-

[1] E. V. Spolschi, „Fizica atomică", traducere din limba rusă, Bucureşti, Edit. tehnică, 1953, p. 280.

[2] H. Kopfermann, „Nuclear Moments", Acad. Press, 1958, p. 189.

Dirac, liniile corespunzătoare numerelor J impare sînt mai intense, iar pentru statistica Bose-Einstein, liniile corespunzătoare numerelor J pare sînt mai intense [1].

Deci, din studiul modului de succesiune a intensităţilor liniilor pare şi impare din spectrul de rotaţie al moleculelor biatomice homeonucleare, se poate determina statistica nucleelor, iar din măsurarea raportului dintre intensitatea a două linii vecine, se poate calcula spinul nuclear I, conform relaţiei (IV, 2—6) sau (IV, 2—7). Aceste ecuaţii se verifică bine pentru nucleele care au valori mici ale spinului nuclear, deoarece la acestea diferenţa de intensitate este cea mai mare. Experienţa a arătat că molecule biatomice ca: $^1H_2$, $^3He_2$, $^7Li_2$, $^{19}F_2$, $^{35}Cl_2$ ş.a., aparţin statisticii Fermi-Dirac. În cazul moleculei de hidrogen, conform relaţiei (IV, 2—6), raportul dintre intensitatea liniilor de rotaţie intense (impare) şi slabe (pare) are valoarea maximă, 3 : 1 (în H_2 gazos, raportul dintre stările moleculare orto-H_2 şi para-H_2 este 3 : 1). Pentru molecule biatomice ca: $^2H_2$, $^4He_2$, $^{12}C_2$, $^{14}N_2$, $^{16}O_2$, $^{32}S_2$ a căror comportare este descrisă de statistica Bose-Einstein, s-au determinat valori întregi ale spinului nuclear. Conform relaţiei (IV, 2—7), pentru molecula de deuteriu raportul dintre intensitatea liniilor de rotaţie intense (pare) şi slabe (impare) este 2 : 1. S-a determinat astfel, spinul nucleului de deuteriu şi azot, $I = 1$.

La moleculele formate din atomi care au mai mulţi izotopi, se observă schimbarea statisticii nucleare cu masa nucleului atomic. Spre pildă, la azot pot exista două feluri de molecule biatomice homeonucleare: ^{14}N — ^{14}N şi ^{15}N — ^{15}N. Deoarece pentru ambele molecule funcţia de undă electronică este aceeaşi, intensităţile liniilor de rotaţie din spectrele de bandă ale ambelor molecule sînt diferite: liniile intense din spectrul moleculei $^{14}N_2$, vor fi slabe în spectrul moleculei $^{15}N_2$. Dacă molecula conţine doi izotopi diferiţi, ^{14}N — ^{15}N, atunci succesiunea intensităţii liniilor spectrale dispare.

O ultimă consecinţă a influenţei proprietăţilor statistice ale nucleelor atomice asupra spectrelor de rotaţie ale moleculelor biatomice este observată la nucleele care au spinul nuclear nul. Astfel de nuclee se supun statisticii Bose-Einstein şi în conformitate cu relaţia (IV, 2—7), pentru $I = 0$, sînt posibile numai stările nucleare simetrice. Deoarece funcţia de undă totală Ψ_T, trebuie să fie simetrică faţă de permutarea nucleelor identice, se realizează numai stările de rotaţie simetrice cu $J = 0, 2, 4, \ldots$ Prin urmare, în spectrul de rotaţie al moleculei trebuie să lipsească fiecare a doua linie. Pentru molecula de oxigen, ^{16}O — ^{16}O, funcţia de undă electronică este antisimetrică şi din această cauză vor apărea în spectru numai liniile de rotaţie determinate de stările de rotaţie antisimetrice cu $J = 1, 3, 5, \ldots$.

3. MOMENTE NUCLEARE ELECTRICE ŞI MAGNETICE

Interpretarea datelor experimentale cu privire la masa, sarcina şi raza nucleară, consideră nucleul atomic ca o sferă omogenă formată din protoni şi neutroni. Aceasta constituie însă o reprezentare ideală, de la

[1] Vol. II, 1, p. 243.

care s-au constatat abateri pentru un număr mare de nuclee. Abaterea distribuţiei sarcinii nucleare de la simetria sferică este bine stabilită şi se poate studia experimental prin măsurarea momentelor nucleare. Momentele electrice şi magnetice nucleare sînt determinate de interacţiunea dintre nucleu şi cîmpul electromagnetic, care poate proveni fie din interiorul sistemului (datorită mişcării electronilor în atomul sau molecula care conţine nucleul), fie din afara sa (de exemplu, un cîmp magnetic sau electric extern). Cercetarea interacţiilor electromagnetice ale nucleului s-a dovedit a fi deosebit de utilă pentru stabilirea proprietăţilor electromagnetice, datorită unor trăsături specifice ale acestora : a) mecanismul interacţiilor electromagnetice fiind bine cunoscut, este posibilă obţinerea unor concluzii bine definite, b) deoarece interacţia electromagnetică este mai slabă decît interacţia nucleară, „sonda" electromagnetică permite explorarea nucleului fără a perturba echilibrul.

Cîmpul unui sistem de nucleoni în mişcare se poate caracteriza prin valorile momentelor electrice şi magnetice de multipol. Momentele electrice de multipol măsoară interacţia nucleului cu cîmpul electric extern şi oferă informaţii asupra distribuţiei sarcinii protonilor în nucleu. Momentele magnetice de multipol măsoară interacţia cu cîmpul magnetic extern şi oferă informaţii asupra densităţii curentului de protoni în nucleu.

Este bine stabilită existenţa momentului magnetic de dipol $\left(\text{pentru nucleele cu } I \geqslant \frac{1}{2}\right)$ şi a momentului electric de cuadrupol (pentru nucleele cu $I \geqslant 1$). În ultimul timp au fost puse în evidenţă la cîteva nuclee, momente nucleare de ordin superior, ca de exemplu : momentul magnetic de octupol şi momentul electric de hexadecapol. Din calcularea energiei de interacţie electrostatică şi magnetică şi considerarea proprietăţilor de simetrie ale funcţiei de undă nucleară, se poate demonstra că existenţa momentelor nucleare de diferite ordine este apreciabil limitată, prin argumente de paritate şi moment unghiular l [1]. Astfel, momentele electrice nucleare de ordinul 2^l, există numai pentru valori pare ale lui l ; deci există moment electric de cuadrupol (2^2), moment electric de hexadecapol (2^4). Nu s-a observat însă moment electric de dipol, (2^1), moment electric de octupol (2^3). Momentele magnetice de ordinul 2^l, apar numai pentru valori impare ale momentului unghiular l şi ca urmare s-a pus în evidenţă moment magnetic de dipol (2^1) şi moment magnetic de octupol (2^3). Nu s-a observat însă moment magnetic de cuadrupol (2^2) şi moment magnetic de hexadecapol (2^4). Deoarece energia de interacţie scade cu creşterea ordinului de multipol, momentele multipolare de ordin superior sînt mai mici şi se pun în evidenţă cu dificultate.

Să considerăm un nucleu cu sarcina electrică caracterizată prin densitatea de sarcină $\rho(x, y, z)$. Fie O originea sistemului de coordonate, care coincide cu centrul de masă al nucleului. Potenţialul electrostatic $d\varphi$ creat de sarcina pozitivă conţinută în elementul de volum $d\tau$, în punctul

[1] G. Herz, „Lehrbuch der Kernphysik", Leipzig, 1958.

$A(X, Y, Z)$ situat în exteriorul nucleului la o distanță r, mare în comparație cu dimensiunea nucleului, este (figura IV—1):

$$d\varphi = \frac{\rho(x, y, z)}{|R - r|}$$

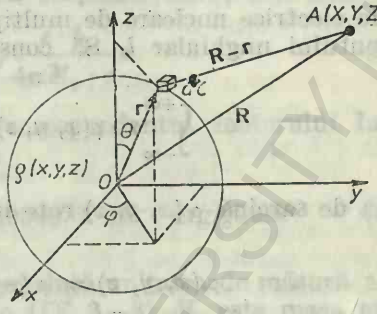


Fig. IV—1. — Pentru calculul potențialului electrostatic creat de sarcina nucleară în punctul $A\,(X,Y,Z)$.

Distanța $R - r$, dintre elementul de volum și punctul $A(X, Y, Z)$, se calculează după legea cosinusurilor:

$$\frac{1}{R - r} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2R \cdot r \cdot \cos\theta}} = \frac{1}{R \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 2\frac{r}{R} \cdot \cos\theta}} \qquad (IV, 3—1)$$

Deoarece $r \ll R$, ecuația (IV, 3—1) se poate dezvolta în serie Taylor:

$$\frac{1}{R - r} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R}\frac{r}{R} \cdot P_1(\cos\theta) + \frac{1}{R}\left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot P_2(\cos\theta) + \frac{1}{R}\left(\frac{r}{R}\right)^3 \cdot P_3(\cos\theta) +$$

$$+ \ldots = \frac{1}{R} \sum_{l=0}^{l=\infty} \left(\frac{r}{R}\right)^l \cdot P_l(\cos\theta) \qquad (IV, 3—2)$$

unde $P_l\,(\cos\theta)$ reprezintă polinoamele lui Legendre [1]. Potențialul creat de sarcina totală a nucleului se obține prin integrare pe întregul volum al nucleului:

$$\varphi = \int_\tau \frac{\rho(x, y, z)}{R} d\tau + \int_\tau \frac{\rho(x, y, z)}{R^2} r \cdot P_1(\cos\theta) d\tau +$$

$$+ \int_\tau \frac{\rho(x, y, z)}{R^3} r^2 \cdot P_2(\cos\theta) d\tau + \int_\tau \frac{\rho(x, y, z)}{R^4} \cdot r^3 \cdot P_3(\cos\theta) d\tau + \ldots$$

(IV, 3—3)

[1] Vol. I, 1, Apendice IV, p. 510.

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

care are forma unei serii rapid convergente. În forma generală:

$$\varphi = \sum_{l=0}^{l=\infty} \frac{\rho(x, y, z)}{R} \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^l \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(IV, 3—4)}$$

Se poate demonstra, din condițiile de restricție impuse de paritate, că momentele electrice nucleare de multipol apar numai pentru valori pare ale momentului unghiular l. Să considerăm integrala:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} r^l \cdot \rho(x, y, z) \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(IV, 3—5)}$$

Densitatea de sarcină $\rho(x, y, z)$ este invariantă față de inversiunea spațială:

$$\rho(x, y, z) = \rho(-x, -y, -z)$$

Funcțiile generatoare ale polinoamelor lui Legendre schimbă însă semnul la inversiune spațială pentru valori impare ale lui l:

$$P_l(-x, -y, -z) = (-1)^l \cdot P_l(x, y, z)$$

și ca urmare, integrala (IV, 3—5) se anulează. De aici rezultă că momentele electrice de multipol cu l impar (momentul electric de dipol, de octupol), nu există.

Limita maximă a ordinului de multipol electric, 2^l, este determinată de valoarea spinului nuclear I. Se poate arăta [1] că ordinul maxim este dat de relația: $l = 2I$. Integrala (IV, 3—5) este proporțională cu:

$$\int_\tau r^l \cdot \Psi^* P_l(\cos\theta) \cdot \Psi \cdot d\tau \qquad \text{(IV, 3—6)}$$

unde Ψ și Ψ^* sînt funcțiile de undă nucleare. Considerînd că r^l nu are o dependență unghiulară și că $r_N^l \cdot \Psi^*$ și $P_l(\cos\theta) \cdot \Psi$ sînt ortogonale, integrala (IV, 3—6) va fi finită pentru valori ale lui I cuprinse între $|l + I|$ și $|l - I|$, de unde rezultă condiția $l \leqslant 2I$.

În cazul interacției magnetice, potențialul multipolilor magnetici este descris printr-o relație similară cu (IV, 3—3). Din condițiile de restricție impuse de paritate, se poate arăta ca mai sus, că multipolii magnetici de ordinul 2^l apar numai pentru valori impare ale lui l.

Datorită considerațiilor prezentate, se vor discuta momentul magnetic de dipol și momentul electric de cuadrupol care apar frecvent la nucleele atomice.

---

[1] E. Segrè, „Experimental Nuclear Physics", vol. I, J. Wiley, New York, 1953, p. 381.

Momentul magnetic nuclear de dipol

La fel ca la electroni, existența momentului unghiular de spin nuclear și a momentului unghiular orbital la nucleu, determină apariția unui moment magnetic nuclear.

Momentul magnetic al unui nucleon se poate exprima prin spinul său s, după relația:

$$\mu_N = g_N \frac{e \cdot h}{4\pi M_p \cdot c} s \qquad \text{(IV, 3—7)}$$

în care g_N este factorul nuclear (corespondentul factorului Landé din cazul electronului). Mărimea m_N:

$$m_N = \frac{e \cdot h}{4\pi M_p \cdot c} = 5{,}050951 \cdot 10^{-24} \text{ erg/gauss} \qquad \text{(IV, 3—8)}$$

se numește magneton nuclear și reprezintă unitatea de măsură a momentelor magnetice nucleare. În relația (IV, 3—8) M_p este masa protonului și ca urmare, magnetonul nuclear este de 1836,109 ori mai mic decît magnetonul lui Bohr, m_B[1]. Din această cauză, determinarea experimentală a momentelor magnetice nucleare este o problemă dificilă.

Momentele magnetice ale nucleonilor. La momentul magnetic al nucleonului contribuie doi factori cu ordin de mărime similar: momentul magnetic orbital μ_N^l determinat de curentul de protoni și momentul magnetic de spin μ_N^s provenit din rotația proprie a protonilor și neutronilor. Expresia sa este deci:

$$\mu_N = \mu_N^l + \mu_N^s = g_N^l \cdot m_N \cdot l + g_N^s \cdot m_N \cdot s \qquad \text{(IV, 3—9)}$$

Pentru proton, $g_N = 1$, iar pentru neutron, $g_N = 0$ datorită faptului că sarcina neutronului este nulă. Deoarece atît protonul cît și neutronul au momentul unghiular de spin egal cu $\frac{1}{2}$, conform relației (IV, 3—7), rezultă: $g_N^s = \frac{2\mu_N^s}{m_N}$. Dacă s-ar considera protonul ca o sferă clasică, încărcată uniform, în rotație proprie, $g_N^s = 1$ și momentul magnetic de spin μ_N^s ar trebui să fie egal cu $\frac{1}{2} m_N$. Dacă însă, protonul este tratat ca o particulă relativistă, după teoria lui Dirac, $g_N^s = 2$ și μ_N^s ar trebui să fie egal cu o unitate de magneton nuclear. În realitate, conform determinărilor experimentale, s-a constatat[2] că momentul magnetic al protonului $\mu(p)$, este de aproape trei ori mai mare decît magnetonul nuclear[3]:

$$\mu(p) = 2{,}792782 \cdot m_N$$

---

[1] Vol. I, 1, p. 141.

[2] O. Stern, R. Frisch, I. Estermann, *Zeit. f. Phys.*, **85**, 4, 17 (1933).

[3] D. Fystrom, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1469 (1970); J. Sanders și colab., *Proc. Roy. Soc.*, **272** A, 103 (1963); **272** A, 79 (1963).

sugerînd că protonul are o structură complexă. Deşi ar fi fost de aşteptat ca neutronul să nu posede moment magnetic, constatarea [1] că momentul magnetic al protonului $\mu(p)$ diferă apreciabil de momentul magnetic al deuteriului $\mu(d)$, (constituit dintr-un proton şi un neutron), a oferit prima indicaţie fermă a existenţei unui moment magnetic la neutron, $\mu(n)$. Deoarece $\mu(d) < \mu(p)$, din egalitatea $\mu(d) = \mu(p) + \mu(n)$, rezultă o valoare mare negativă pentru momentul magnetic al neutronului $\mu(n)$, care s-a înregistrat experimental [2]:

$$\mu(n) = -1{,}913148 \cdot m_N$$

Faptul că diferenţa $\mu(d) - \mu(p) = 0{,}8756 - 2{,}7927 = -1{,}9351$ nu este egală cu $\mu(n) = -1{,}9131$, este datorat contribuţiei forţei tensoriale la interacţiunea nucleonică în nucleul de deuteriu. Valoarea pozitivă a momentului magnetic arată că momentul unghiular de spin şi momentul magnetic sînt paraleli, iar pentru valoarea negativă, aceştia sînt antiparaleli. Cu aceste valori ale lui $\mu(p)$ şi $\mu(n)$, se obţin pentru factorii nucleari $g_N^s(p)$ pentru proton şi $g_N^s(n)$ pentru neutron, următoarele valori:

$$g_N^s(p) = 2 \times 2{,}792782 = 5{,}585564;$$

$$g_N^s(n) = 2 \times (-1{,}913148) = -3{,}8262$$

Valorile tuturor factorilor nucleari ale nucleonilor liberi sînt redate în tabloul IV–4.

TABLOUL IV–4

Valorile factorilor nucleari $g_N^l(p)$, $g_N^l(n)$, $g_N^s(p)$ şi $g_N^s(n)$, pentru nucleoni

	g_N^l	g_N^s
Proton	1	5,5855
Neutron	0	−3,8262

Abaterea însemnată a valorilor momentelor magnetice ale protonului şi neutronului de la unitatea de magnetism nuclear, constituie anomalia momentelor magnetice ale nucleonilor liberi. Dacă mişcarea neutronului şi protonului ar fi reprezentată de ecuaţia de mişcare a lui Dirac, ar trebui ca valorile Dirac ale momentelor magnetice μ_D să fie: $\mu_D(n) = 0$ şi $\mu_D(p) = 1$. Diferenţa dintre valorile măsurate experimental şi valorile Dirac este considerată ca moment magnetic anormal: $\mu(n)_{anorm.} = -1{,}913142$ şi $\mu(p)_{anorm.} = +1{,}792782$. Deci:

$$\mu(p) = \mu_D(p) + \mu(p)_{anorm.}$$

$$\mu(n) = 0 + \mu(n)_{anorm.}$$

[1] L. Alvarez, F. Bloch, *Phys. Rev.*, **57**, 111 (1940).
[2] N. Ramsey şi colab., *Phys. Rev.*, **104**, 283 (1956).

Această anomalie este atribuită existenței unei structuri electromagnetice, interne, bine determinată a nucleonilor [1]. După teoria mezonică a forțelor nucleare, are loc un proces continuu de emisie și absorbție a pionilor de către nucleon, care este, în acest fel, înconjurat de un cîmp mezonic [2]. De exemplu, protonul se poate transforma în neutron prin emisia unui pion cu sarcină pozitivă sau prin absorbția unui pion cu sarcină negativă, după cum un neutron se transformă într-un proton, prin absorbția unui pion cu sarcină pozitivă sau prin emisia unui pion cu sarcină negativă. Se consideră că procesul de schimb de pioni nu este instantaneu, ci are loc într-un timp finit, din care cauză aceștia există pentru un timp determinat în nucleon, formînd un nor de pioni care înconjură partea centrală a sa. La valorile anormale ale momentelor magnetice ale protonului și neutronului, contribuie deci, momentul magnetic al pionului. Dacă se consideră pentru pion un moment magnetic $\mu_\pi = \frac{e \cdot h}{4\pi M_\pi c} \simeq 7\ \mu_N$ [3] prezența acestuia în nucleon pentru un timp de 25%, explică mărimile anormale pentru $\mu(p)$ și $\mu(n)$. Experiențele de împrăștiere elastică a electronilor rapizi ($\sim$ 1000 MeV), de către nucleoni, au oferit o verificare directă a acestor reprezentări. Din analiza factorilor de formă magnetic și de sarcină, care exprimă distribuția spațială a sarcinii electrice și a momentului magnetic pentru nucleoni, s-au obținut detalii asupra distribuției densităților de sarcină și moment magnetic pînă la o distanță de 0,21 fm, de centrul nucleonului (care este comparabilă cu lungimea de undă Compton a nucleonului $\frac{\hbar}{M_p c} = 2{,}10308 \cdot 10^{-14}$ cm). În regiunea delimitată de această distanță este concentrată aproape 35% din sarcina protonului. Miezul protonului este înconjurat de un nor pionic de sarcină pozitivă, cu densitate mică de sarcină, pînă la o distanță de 1,37 fm; în mod corespunzător, miezul neutronului este înconjurat de un nor pionic de sarcină negativă. Densitatea de moment magnetic, ρ_m, a nucleonilor evaluată

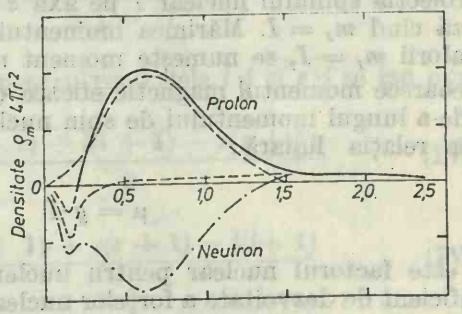


Fig. IV—2. — Densitatea de moment magnetic ρ_m a neutronului și protonului, în funcție de distanța r de la centrul nucleului.

din experiențele de împrăștiere elastică a electronilor rapizi este redată în figura IV—2. Se observă că pentru proton, ρ_m are valoarea pozitivă, iar pentru neutron este negativă. Spre deosebire de distribuția de sarcină,

[1] S. Vonsovsky, „Magnetism of Elementary Particles", Mir. Publ., Moscova, 1975.
[2] S. Schweber, H. Bethe, F. Hoffmann, „Mesons and Fields", vol. II, 1955, p. 289.
[3] $M_p/M_\pi \simeq 7$.

la distribuția de moment magnetic nu s-a putut determina încă raza miezului.

O explicare calitativă a valorilor anormale ale momentelor magnetice ale nucleonilor este dată pe baza existenței particulelor quark. După această concepție[1], momentul magnetic al protonului și neutronului se calculează în funcție de momentele magnetice ale quarkurilor u și d. Valorile obținute sînt apropiate de datele experimentale, ceea ce confirmă ipoteza existenței quarkurilor.

Momentul magnetic de dipol al nucleelor

Pentru un nucleu cu numărul de masă A, format din Z protoni și N neutroni, momentul magnetic total μ este dat de suma momentelor magnetice orbital μ_N^l și de spin μ_N^s ale nucleonilor componenți:

$$\mu = g_N^l(\mathrm{p}) \sum_{i=1}^{Z} l_i + g_N^s(\mathrm{p}) \sum_{i=1}^{Z} s_i + g_N^s(\mathrm{n}) \sum_{i=1}^{N} s_i \qquad \text{(IV, 3—10)}$$

Valoarea medie a momentului magnetic nuclear total, $\langle\mu\rangle$ (momentul eficace) se calculează după expresia:

$$\langle\mu\rangle = \int_\tau \Psi_n^* \cdot \mu \cdot \Psi_n \cdot \mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—11)}$$

unde Ψ este funcția de undă care descrie starea nucleului și μ reprezintă operatorul momentului magnetic nuclear. Dacă axa z a sistemului de coordonate este îndreptată pe direcția cîmpului magnetic extern H, proiecția momentului $\langle\mu\rangle$, pe direcția cîmpului magnetic H ia $2I + 1$ valori. Dacă proiecția spinului nuclear I pe axa z este m_I, valoarea maximă se realizează cînd $m_I = I$. Mărimea momentului magnetic $\langle\mu\rangle$ corespunzătoare valorii $m_I = I$, se numește moment magnetic al nucleului.

Deoarece momentul magnetic eficace $\langle\mu\rangle$ se comportă ca un vector dirijat de-a lungul momentului de spin nuclear, ambele mărimi sînt corelate prin relația liniară:

$$\mu = g \cdot I \qquad \text{(IV, 3—12)}$$

unde g este factorul nuclear pentru nucleu. Datorită inexistenței unei teorii suficient de dezvoltate a forțelor nucleare, nu este posibilă calcularea teoretică a factorului nuclear g.

Diagramele Schmidt. Întrucît nucleele par-pare au spinul nuclear nul, conform relației (IV, 3—12) trebuie ca momentul magnetic nuclear să fie nul, ceea ce s-a observat experimental. La nucleele care au nu-

---

[1] S. Vonsovski, „Magnetism of Elementary Particles", cap. IV, „Anomalous magnetic moments of elementary particles", Mir, 1975.

cleoni în afara straturilor nucleonice complete, momentul magnetic al nucleului este compus din momentele magnetice ale acestor nucleoni, deoarece momentele nucleonilor din straturile complete se compensează reciproc. Pentru nucleele cu A impar (par-impare și impar-pare), Schmidt[1] și Schüler [2] au observat o corelație semnificativă între momentul magnetic al nucleului și spinul nuclear. Așa cum se observă din figura IV—3 și IV—4, momentul magnetic μ crește lent cu spinul nuclear I pentru toate nucleele cu Z impar, în timp ce pentru nucleele cu N impar, această creștere nu se observă. Pentru a explica această corelație, Schmidt introduce un model simplificat de structură a nucleului, cunoscut ca modelul „mononucleonic". După acest model, se consideră nucleul impar format dintr-un miez, care conține un număr par de nucleoni (cu momentul magnetic și de spin nule), și nucleonul nepereche — proton sau neutron —, care se mișcă într-un cîmp central în jurul miezului. Această reprezentare este datorată lui Schmidt. Se presupune că nucleonul se mișcă pe orbită cu momentul unghiular l, care se cuplează cu spinul intrinsec s pentru a forma momentul unghiular total j. Astfel, spinul și momentul magnetic al nucleului sînt determinate de momentele orbital și de spin ale nucleonului „de valență". În acest caz, momentul magnetic al nucleului este:

$$\mu_j = g_j \cdot j = g_N^l \cdot l + g_N^s \cdot s \qquad \text{(IV, 3—13)}$$

Factorul nuclear g_j al nucleului, care conține un număr impar de protoni sau neutroni, se determină în funcție de factorii nucleari g_N^l și g_N^s ai protonului și neutronului și de numărul cuantic j. Pentru aceasta să formăm produsul scalar $|\mu_j| \cdot |j|$:

$$\mu_j \cdot j = g_j j^2 = g_N^l \cdot l \cdot j + g_N^s \cdot s \cdot j \qquad \text{(IV, 3—14)}$$

de unde:

$$g_j = \frac{g_l(l \cdot j) + g_s(s \cdot j)}{j(j+1)} \qquad \text{(IV, 3—15)}$$

După teorema cosinusurilor, pentru produsele $l \cdot j$ și $s \cdot j$ se iau expresiile:

$$l \cdot j = \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2} \qquad \text{(IV, 3—16)}$$

$$s \cdot j = \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2} \qquad \text{(IV, 3—17)}$$

care introduse în relația (IV, 3—15), conduc la:

$$g_j = \frac{1}{2} \cdot (g_N^l + g_N^s) + \frac{1}{2} \cdot (g_N^l - g_N^s) \cdot \frac{l(l+1) - s(s+1)}{j(j+1)} \qquad \text{(IV, 3—18)}$$

[1] T. Schmidt, *Zeit. f. Phys.*, **106**, 358 (1937).
[2] H. Schüler, *Zeit. f. Phys.*, **107**, 12 (1937).

BCU IASI / CENTRALA

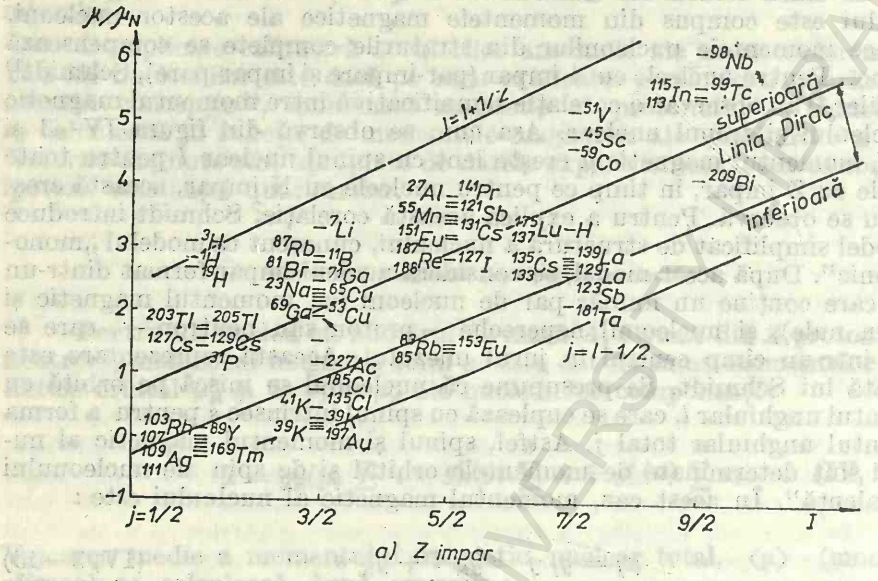


Fig. IV—3. — Diagrama Schmidt. Variația momentului magnetic al nucleelor impar-pare cu spinul nuclear.

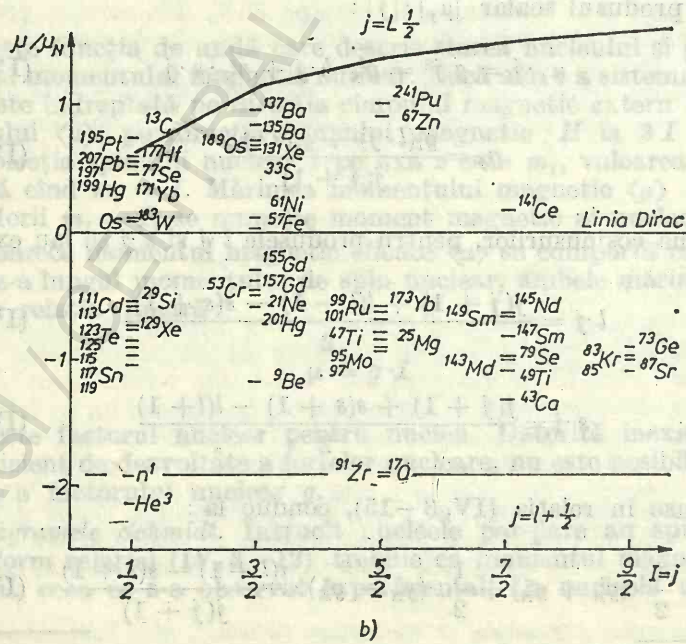


Fig. IV—4. — Diagrama Schmidt. Variația momentului magnetic al nucleelor par-impare cu spinul nuclear.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În figura IV—5 este ilustrată relaţia geometrică a modelului vectorial utilizat în calcule.

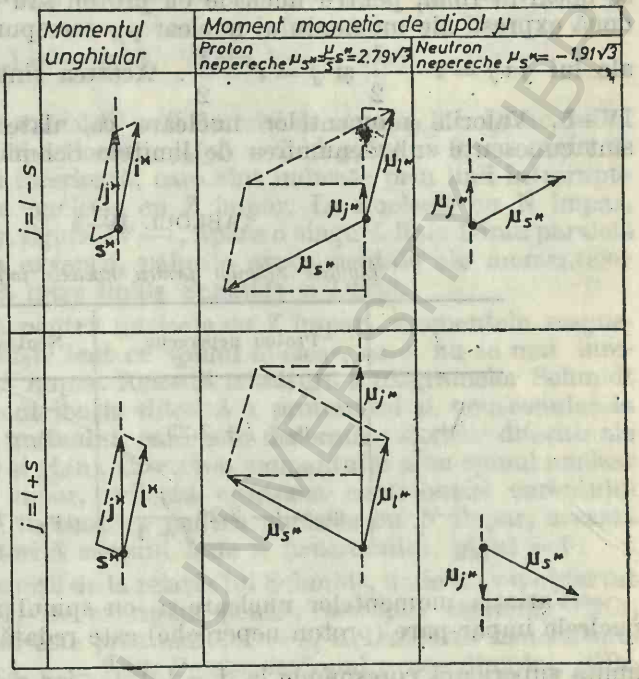


Fig. IV—5. — Diagrama vectorială ($l = 3$) pentru compunerea vectorilor moment unghiular de mărime: $|l|=\sqrt{l(l+1)}$, $|s|=\sqrt{s(s+1)}$ pentru a forma $|j|=\sqrt{j(j+1)}$, în orientarea paralelă, $j = l + s$ şi antiparalelă, $j = l - s$).

Raportul $\dfrac{l(l+1)-s(s+1)}{j(j+1)}$ se calculează separat pentru cele două valori ale lui j: $j = l + s$ şi $j = l - s$. Punînd $s = \dfrac{1}{2}$, pentru $j = l + \dfrac{1}{2}$ se obţine expresia:

$$g_j = g_N^l + \frac{g_N^s}{2} \cdot \frac{1}{l+\frac{1}{2}} \qquad \text{(IV, 3—19)}$$

iar pentru $j = l - \dfrac{1}{2}$, rezultă:

$$g_j = g_N^l \cdot (l+1) - \frac{g_N^s}{2} \cdot \frac{1}{l+\frac{1}{2}} \qquad \text{(IV, 3—20)}$$

Introducînd relaţiile (IV, 3—19) şi (IV, 3—20) în expresia lui μ_j, se obţine:

$$\mu_j = g_j \cdot j = l \cdot g_N^l + \frac{1}{2} g_N^s, \quad \text{pentru } j = l + \frac{1}{2} \qquad \text{(IV, 3—21)}$$

$$\mu_j = g_j j = \left[(l+1)g_N^l - \frac{1}{2} g_N^s\right] \cdot \frac{2l-1}{2l+1}, \text{ pentru } j = l - \frac{1}{2} \qquad \text{(IV, 3—22)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă în relaţiile (IV, 3—21) şi (IV, 3—22) se introduc pentru factorii nucleari $g_N^l(p)$, $g_N^l(n)$, $g_N^s(p)$ şi $g_N^s(n)$, valorile indicate în tabloul IV—4, se obţin în final, pentru nucleele cu proton sau neutron nepereche, cîte două expresii ale momentului nuclear μ_j, corespunzînd celor două valori ale lui j: $j = l + \frac{1}{2}$ şi $j = l - \frac{1}{2}$. Acestea sînt prezentate în tabloul IV—5. Valorile momentelor nucleare calculate după aceste expresii, sînt cunoscute sub denumirea de limitele Schmidt.

TABLOUL IV—5

Limitele Schmidt pentru nucleele impare

j	Proton nepereche	Neutron nepereche
$l + \frac{1}{2}$	$\mu_j = j + 2{,}29$	$\mu_j = -1{,}91$
$l - \frac{1}{2}$	$\mu_j = j - 2{,}29 \frac{j}{j+1}$	$\mu_j = 1{,}91 \frac{j}{j+1}$

Variaţia momentelor nucleare μ_j cu spinul nuclear ($I = j$) pentru nucleele impar-pare (proton nepereche) este redată în figura IV—3, unde limita superioară corespunde la $j = l + \frac{1}{2}$, iar cea inferioară la $j = l - \frac{1}{2}$, aşa cum se poate vedea din tabloul IV—5. Aceeaşi variaţie, pentru nucleele par-impare (neutron nepereche) este expusă în figura IV—4, unde limita superioară corespunde la $j = l - \frac{1}{2}$, iar cea inferioară la $j = l + \frac{1}{2}$. Astfel de reprezentări grafice $\mu_j = f(j)$, se denumesc diagramele (curbele) Schmidt. Valorile experimentale ale momentelor nucleare nu se înscriu însă pe liniile Schmidt, aşa cum ar rezulta după modelul mononucleonic, ci se aşează între linia superioară şi inferioară, cu tendinţa de a se plasa spre una dintre linii. Numai pentru cîteva nuclee (^{3}H, ^{3}He, ^{15}N, ^{13}C) valorile momentelor nucleare se situează în afara liniilor Schmidt. Nucleele care au un singur nucleon în afara stratului nuclear complet ocupat, au momentul magnetic apropiat de liniile Schmidt. Aşa de exemplu, nucleele care au un nucleon în plus sau în minus faţă de numărul dublu magic (^{3}H, ^{15}N, ^{39}K, ^{3}He, ^{17}O, ^{207}Pb) de nucleoni, au valorile μ mult apropiate de liniile Schmidt, ceea ce dovedeşte valabilitatea modelului simplificat mononucleonic. Un alt exemplu este oferit de faptul că momentul magnetic nu se schimbă dacă numărul par sau impar de nucleoni se măreşte cu două unităţi: pentru izotopii cobaltului, $^{57}_{27}$Co şi $^{59}_{27}$Co, cu număr impar de protoni, momentele magnetice sînt

egale, $(^{57}_{27}Co_{30}) = 4{,}65$, $(^{59}_{27}Co_{32}) = 4{,}65$, deşi numărul par de neutroni este diferit; la izotopii molibdenului, $^{95}_{42}Mo$ şi $^{97}_{42}Mo$, cu număr impar de neutroni diferit prin două unităţi, momentele magnetice sînt egale,

$$(^{95}_{42}Mo_{53}) = -0{,}93, \quad (^{97}_{42}Mo_{55}) = -0{,}95.$$

Dacă nucleonii „de valenţă" ar fi descrişi de ecuaţia lui Dirac, luînd pentru factorii nucleonici valorile: $g^s_N(p) = 2$ şi $g^s_N(n) = 0$, se obţin liniile Dirac superioară şi inferioară, care sînt indicate prin linii întrerupte în figura IV—3, pentru nucleele cu Z impar. La nucleele cu N impar, după cum se observă din figura IV—4, apare o singură linie Dirac paralelă cu abscisa I. Cu cîteva excepţii, valorile experimentale ale momentelor magnetice se încadrează între liniile Schmidt şi Dirac.

Se mai observă că pentru nucleele cu Z impar, momentele magnetice au tendinţa de a creşte lent cu spinul nuclear, care nu se mai înregistrează la nucleele cu N impar. Această trăsătură a diagramelor Schmidt este determinată de contribuţia diferită a protonului şi neutronului la momentul magnetic al nucleului, care este datorată valorilor diferite ale factorilor nucleari $g^l_N(p)$ şi $g^l_N(n)$. Creşterea momentului μ cu spinul nuclear pentru nucleele cu Z impar, reflectă creşterea contribuţiei curentului orbital de protoni la μ, în timp ce pentru nucleele cu N impar, această contribuţie dispare datorită sarcinii nule a neutronului, $g^l_N(n) = 0$.

Există şi unele excepţii de la relaţia lui Schmidt, unde nu s-a observat o corelaţie între μ şi I. De exemplu, pentru izotopul cesiului, $^{134m}_{55}Cs$, valoarea spinului nuclear este prea mare, $I = 8$, iar valoarea momentului magnetic este prea mică, $\mu = 1{,}10$. Pentru izotopul praseodimului, $^{141}_{59}Pr$, mărimile experimentale sînt: $I = \frac{5}{2}$ şi $\mu = 4{,}09$.

Discrepanţa observată între valorile momentelor magnetice determinate experimental şi calculate teoretic după ipoteza lui Schmidt, se datoreşte insuficienţei modelului mononucleonic (elaborat în cadrul modelului stratului nucleonic) de a descrie, cu ajutorul funcţiilor de undă nucleară, starea cuantică a unui nucleon în nucleu, de a introduce interacţiile reziduale dintre nucleoni, care nu sînt luate în consideraţie în calculul cîmpului selfconsistent din modelul particulei independente. De asemenea, alte caracteristici ale structurii nucleare ca: configuraţia nucleonică, rotaţia nucleelor nesferice, excitarea miezului nuclear, pot influenţa asupra apropierii concordanţei dintre valorile teoretice şi experimentale.

Bloch [1] consideră această discrepanţă ca fiind datorată mecanismului de contribuţie a momentului magnetic de spin al nucleonului μ^s_N la momentul magnetic al nucleului. După teoria mezonică, forţele atractive dintre nucleoni sînt determinate de schimbul de mezoni (cu sau fără sarcină electrică) dintre nucleoni. Curentul de schimb mezonic, datorat emisiei sau absorbţiei virtuale de mezoni, este în această reprezentare, originea momentului magnetic anormal al nucleonului liber, izolat. Mo-

[1] F. Bloch, *Phys. Rev.*, 83, 839 (1951).

mentul magnetic de spin al nucleonului liber poate să fie redus („stins" parțial) dacă nucleonul nepereche este cuplat cu miezul nuclear, într-un nucleu.

Considerarea interacțiilor reziduale în calculul momentului magnetic nuclear, s-a făcut utilizînd teoria perturbațiilor [1]. Interacția reziduală modifică funcția de undă nucleară, care după relația (IV, 3—11), conduce la schimbarea momentului magnetic. Dacă funcția de undă nucleară Ψ_n este de forma:

$$\Psi_n = \Psi_n^{(0)} + \Psi^{(1)}, \qquad \text{(IV, 3—23)}$$

unde $\Psi_n^{(0)}$ este funcția de undă neperturbată iar $\Psi^{(1)}$ este funcția de undă perturbată, momentul magnetic μ se va compune din doi termeni:

$$\mu = \mu^0 + \delta_\mu \qquad \text{(IV, 3—24)}$$

unde μ^0 este valoarea neperturbată a momentului magnetic, iar δ_μ reprezintă suplimentul de moment magnetic datorat interacțiilor reziduale dintre nucleoni. Utilizînd schema de cuplare jj a nucleonilor, δ_μ se calculează după o expresie complexă, în care intră $\Psi_n^{(0)}$, $\Psi_n^{(1)}$ și V_R. Mărimea V_R este potențialul de interacție reziduală, care are forma unui potențial de doi nucleoni:

$$v_R = \sum_{i \neq j} v_{ij}, \qquad \text{(IV, 3—25)}$$

Calculele efectuate pentru mai multe nuclee mai grele, impare, sferice, concordă mulțumitor cu datele experimentale.

Pentru a introduce influența miezului nuclear, s-a elaborat modelul miezului nuclear excitat [2], care consideră nucleonul nepereche, „de valență", cuplat cu miezul nuclear par-par, ale cărui proprietăți sînt presupuse similare cu ale nucleului par-par, vecin. Starea excitată a nucleului impar se realizează prin cuplarea nucleonului în stare excitată la un anumit nivel cu miezul nuclear în stare fundamentală sau a nucleonului în stare fundamentală cu miezul nuclear în stare excitată. Ultima alternativă este însă mai probabilă. Un caz studiat [3] este nucleul cu Z impar, izomerul $^{197m}_{79}Au$, considerat ca format dintr-un proton în starea $d_{3/2}$, cuplat cu miezul nuclear par-par, similar cu izotopul stabil $^{196}_{78}Pt$. Rezultatele calculelor stărilor de excitare efectuate după acest model, concordă mulțumitor cu datele experimentale asupra intensităților relative ale tranzițiilor γ.

La nucleele grele, datorită interacțiilor nucleonice puternice, forma sferică (caracteristică nucleelor stabile, cu straturile nucleonice complete)

---

[1] A. Arima, H. Horie, *Progr. Theor. Phys.*, **11**, 263 (1954); **11**, 567 (1954); H. Noia, A. Arima, H. Horie, *Progr. Theor. Phys.*, Suppl., **8**, 33 (1958); N. Freed, L. Kisslinger, *Nucl. Phys.*, **25**, 611 (1961); C. Mahaux, *Nucl. Phys.*, **67**, 358 (1965).

[2] S. Bhattarcharjee, *Ann. Phys.*, (*N.Y.*), **63**, 613 (1971).

[3] Mc Kinley, P. Rinard, *Nucl. Rev.*, **79**, 159 (1966); Mc Gowan și colab., *Ann. Phys.*, (*N.Y.*), **63**, 549 (1971).

nu se mai menţine. După modelul generalizat (unificat) de structură a nucleului, nucleonii se mişcă în nucleu într-un cîmp selfconsistent, care variază brusc la suprafaţă. Nucleonii care nu intră în straturile nucleonice închise, creează la suprafaţa nucleului fluctuaţii ale potenţialului selfconsistent, care determină o deformare considerabilă a acesteia. În această situaţie cîmpul nuclear nu mai are simetrie sferică. Schimbarea formei suprafeţei nucleare produce o modificare a mişcărilor individuale ale nucleonilor, astfel că proprietăţile nucleului sînt determinate de cuplarea dintre mişcarea individuală a nucleonilor exteriori şi mişcarea colectivă a nucleonilor din suprafaţa nucleară (cuplajul nucleon — miez nuclear). Dacă se ia în considerare rotaţia nucleului nesferic (în jurul unei axe perpendiculare pe axa de simetrie) în calculul momentului magnetic nuclear, se obţine o îmbunătăţire a concordanţei dintre valorile teoretice şi experimentale. Spinul nuclear I, al nucleelor deformate, în reprezentarea modelului generalizat, este compus din două părţi, în conformitate cu regula de compunere a momentelor unghiulare:

$$\mathbf{I} = \mathbf{R} + \mathrm{n}\Omega \qquad \text{(IV, 3—26)}$$

unde $\mathbf{R}$ este vectorul moment unghiular corespunzător mişcării colective de rotaţie a nucleului şi îndreptat de-a lungul unei axe perpendiculare pe axa de simetrie a nucleului. Componenta Ω este momentul unghiular intrinsec şi reprezintă suma algebrică a proiecţiilor ω_i ale momentelor unghiulare ale celor A nucleoni pe axa de simetrie a nucleului: $\Omega = \sum_{i=1}^{A} \omega_i$; n este vectorul unitate dirijat în sensul axei de simetrie. Momentul magnetic al nucleului, μ, este de asemenea format din doi termeni: momentul magnetic dat de momentul unghiular intrinsec Ω şi momentul magnetic colectiv provenit de la momentul unghiular R:

$$\mu = g_\Omega \cdot n \cdot \Omega + g_R \cdot R \qquad \text{(IV, 3—27)}$$

unde g_Ω şi g_R sînt factori nucleari corespunzători momentelor unghiulare intrinsec şi colectiv. Introducînd în relaţia (IV, 3—27) expresia lui R din (IV, 3—26), se obţine:

$$\mu = (g_\Omega - g_R) n \cdot \Omega + g_R \cdot I \qquad \text{(IV, 3—28)}$$

Calculul factorilor g_Ω şi g_R pentru nucleele impar-pare şi par-impare, face posibilă evaluarea momentelor magnetice, în aproximaţia cuplajului tare dintre nucleon şi miezul nuclear, după expresii similare cu cele prezentate în tabloul IV—5. Acestea determină, ca şi în ipoteza Schmidt, trasarea unor linii superioare şi inferioare pe diagrama $\mu = f(I)$. Valorile experimentale se grupează mult mai aproape de aceste linii decît faţă de liniile Schmidt, ceea ce demonstrează că mărimea momentului magnetic nuclear este influenţată de suprafaţa miezului nuclear. Pentru exemplificare, în tabloul IV—6 se prezintă valorile experimentale ale momentelor nucleare $\mu_{exp.}$, pentru cîteva nuclee cu A impar, în comparaţie cu valorile

TABLOUL IV—6

Valorile experimentale μ_{exp} și teoretice μ_t pentru unele nuclee nesferice cu A impar

Nucleele cu proton nepereche $I = 5/2$			Nucleele cu neutron nepereche $I = 5/2$		
	μ_{exp}	μ_t		μ_{exp}	μ_t
^{27}Al	3,64	3,77	^{25}Mg	−0,85	−0,67
^{121}Sb	3,25	3,73	^{95}Mo	−0,93	−0,81
^{131}Cs	3,51	3,73	^{111}Cd	−0,59	−0,81
^{187}Re	3,17	3,76			

teoretice μ_t, calculate după relația (IV, 3—28) care ia în considerare rotația nucleelor nesferice.

O teorie riguroasă a momentelor magnetice nucleare a fost elaborată de Migdal [1], utilizînd teoria cuantică a cîmpului. În tratarea matematică — care este complexă — a interacției spin-orbită, nucleonii individuali sînt reprezentați prin cvasiparticule. După modelul straturilor nucleonice, tranziția de la nucleul par-par, cu straturi complete de neutroni și protoni, la următorul nucleu impar este descrisă prin adiția unei cvasiparticule la starea de uniparticulă, $\varkappa$. Energia de interacție magnetică corespunzătoare acestei tranziții, este dată de relația generală:

$$\mu \cdot H_0 = \mu_0 \sum_{\varkappa} \int B(r) \cdot |\varphi_\varkappa(r)|^2 \delta n_\varkappa \cdot dr \qquad \text{(IV, 3—29)}$$

unde μ este momentul magnetic nuclear, μ_0 momentul magnetic al cvasiparticulei, $\varphi_\varkappa(r)$ funcția de undă nucleonică pentru starea $\varkappa$, $\delta n_\varkappa$ variația numerelor de populare pentru cvasiparticule în starea $\varkappa$ ($\sum_{\varkappa} \delta n_\varkappa = n$, n fiind numărul total de nucleoni adăugați la nucleu), H_0 este cîmpul magnetic produs de învelișul electronic al atomului, iar $B(r)$ inducția magnetică. Dificultatea matematică este datorată ecuațiilor complexe pentru calculul tensorului de susceptibilitate paramagnetică $\tau_{\alpha,\beta}(r)$ din relația:

$$B_\alpha(r) = \sum_{\beta} \tau_{\alpha,\beta}(r) \cdot H_{0\beta} \quad (\alpha, \beta = x, y, z) \qquad \text{(IV, 3—30)}$$

Cu această teorie s-au putut calcula componentele orbitale și de spin ale momentelor magnetice pentru nuclee cu deviații mici sau mari de la forma sferică. Rezultatele obținute concordă bine cu valorile experimentale. Dacă se neglijează însă interacțiile nucleonice, ceea ce înseamnă $\tau_{\alpha,\beta}(r) = 1$, dezacordul dintre teorie și experiență se mărește mult. În

[1] A. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **46**, 1680 (1964); *Nucl. Phys.*, **75**, 441 (1965). A. Migdal, „Theory of Finite Fermi-Systems and Applications to Atomic Nuclei", 1967. A. Migdal, „Nuclear Theory — The Quasi—Particle Method", 1968.

figura IV—6 se prezintă valorile momentelor magnetice nucleare pentru nuclee sferice, impare, calculate după teoria lui Migdal, împreună cu valorile experimentale. Pentru comparație sînt indicate și valorile calculate după modelul lui Schmidt.

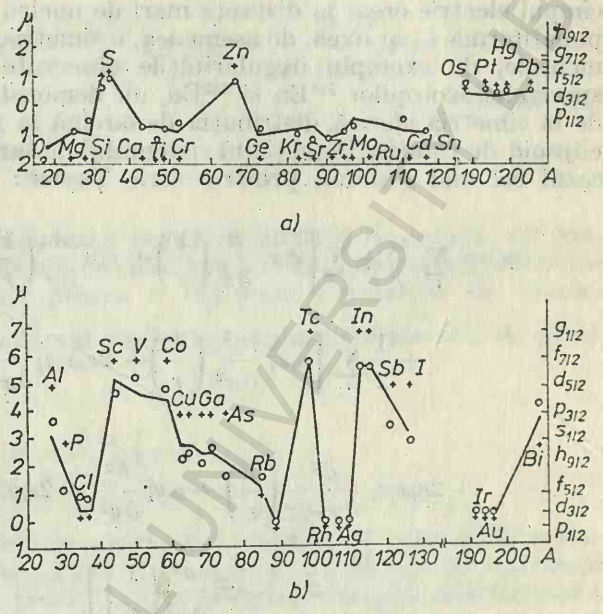


Fig. IV—6. — Momentele magnetice ale nucleelor sferice, calculate după teoria lui Migdal (linia continuă); ○ valori experimentale; + valori calculate după Schmidt. a) Nuclee cu N impar; b) nuclee cu Z impar.

Studiul momentelor magnetice ale nucleelor atomice în stare excitată [1] oferă informații asupra clarificării discrepanței dintre valorile teoretice și experimentale ale momentelor nucleare, precum și asupra unor probleme de structură nucleară, de exemplu: stările cuantice de rotație și vibrație ale nucleelor, cuplarea dintre mișcarea individuală și colectivă a nucleonilor în nucleu ș.a. Cu ajutorul mai multor metode de cercetare a izomerilor, s-au obținut date asupra spinului și factorului nuclear g_N pentru aproape o sută de specii [2]. Se cunosc date amănunțite asupra nucleelor puternic deformate [3].

Există măsurători și asupra momentelor magnetice nucleare de ordin superior [4]. De exemplu, s-au determinat momentele magnetice de octupol pentru unele nuclee: ^{63}Ga, ^{75}As, ^{115}In, ^{127}I.

---

[1] E. Bodenstedt, *Fortschr. Phys.*, **10**, 321 (1962).

[2] Z. Bochnacki, S. Ogaza, *Nucl. Phys.*, **69**, 186 (1965).
J. de Boer, J. Rogers, *Phys. Lett.*, **3**, 304 (1963).

[3] A. Khrynkevich, S. Ogaza, „Structure of Complex Nuclei", Ed. N. Bogolyubov, Moscova, 1966.

[4] R. Blin-Stoyle, „The Theory of Nuclear Moments", Oxford U.P., 1957, cap. IX
M. Griffy, D. Yu, *Phys. Rev.*, **139**, B 880 (1965).
R. Raud, R. Frosch, M. Yeasian, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 234 (1965).

Momentul electric nuclear de cuadrupol

Distribuţia sarcinilor electrice în nucleul atomic este descrisă prin momentele electrice ale distribuţiei de sarcină pentru potenţialul electric. Dacă distribuţia sarcinii pozitive în nucleu ar avea o simetrie sferică, cîmpul electric creat la distanţe mari de nucleu — considerat ca o sarcină punctiformă — ar avea, de asemenea, o simetrie sferică. Unele date experimentale, de exemplu iregularităţile observate în structura hiperfină a spectrelor izotopilor ^{151}Eu şi ^{153}Eu, au demonstrat însă că există abateri de la simetria sferică, distribuţia de sarcină în nucleu avînd simetria unui elipsoid de rotaţie. Potenţialul sistemului de sarcini nucleare este redat, în cazul cel mai general, printr-o serie Taylor :

$$\varphi_p = \sum_i \frac{e_i}{r} + \sum_i \left[e_i x_i \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + e_i y_i \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + e_i z_i \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)\right] +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum_i \left[e_i x_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{1}{r}\right) + 2 e_i x_i y_i \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + \right. \qquad \text{(IV, 3—31)}$$

$$+ 2 e_i x_i z_i \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial z}\left(\frac{1}{r}\right) + e_i y_i^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2 e_i y_i z_i \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial z}\left(\frac{1}{r}\right) +$$

$$\left. + e_i z_i^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{1}{r}\right)\right] + \ldots$$

unde primul termen reprezintă potenţialul de monopol al sarcinii nucleare punctiforme, $Q = \sum_i e_i = Z\,e$, iar monopolul distribuţiei de sarcină este numărul atomic Z. Al doilea termen reprezintă potenţialul dipolului ideal din origine, într-un punct dat. Cele trei componente m_x, m_y şi m_z ale vectorului moment electric de dipol, sînt definite prin relaţiile :

$$m_x = \sum_i e_i x_i\,; \quad m_y = \sum_i e_i y_i\,; \quad m_z = \sum_i e_i z_i \qquad \text{(IV, 3—32)}$$

Al treilea termen reprezintă potenţialul de cuadrupol în acelaşi punct A şi conţine şase componente, q_{xx}, q_{yy}, q_{zz}, q_{xy}, q_{xz} şi q_{yz}, ale momentului electric de cuadrupol, definite în modul următor :

$$q_{xx} = \sum_i e_i x_i^2\,; \quad q_{yy} = \sum_i e_i y_i^2\,; \quad q_{zz} = \sum_i e_i z_i^2$$

$$\text{(IV, 3—33)}$$

$$q_{xy} = \sum_i e_i x_i y_i\,; \quad q_{xz} = \sum_i e_i x_i z_i\,; \quad q_{yz} = \sum_i e_i y_i z_i$$

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Energia de interacție este în acest caz :

$$E = \int \varphi_p \rho d\tau = \varphi \int \rho d\tau + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \int x \rho d\tau + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \int y \rho d\tau + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \int z \rho d\tau +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \int x^2 \rho d\tau + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \int y^2 \rho d\tau + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \int z^2 \rho d\tau + \quad \text{(IV, 3—34)}$$

$$+ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \int xy \rho d\tau + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} \int x \cdot z \rho d\tau + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z} \int yz \rho d\tau + \ldots$$

Dacă nucleul se aproximează printr-un elipsoid de rotație, cu centrul de simetrie ca centru de masă și axa z ca axă de simetrie, care coincide cu spinul nuclear I, atunci pentru o densitate constantă, de sarcină $\rho(x, y, z) = \frac{Z \cdot e}{V_N}$ (V_N este volumul nucleului), momentul electric de dipol, m, se anulează :

$$m = \frac{Z \cdot e}{V_N} \int z \cdot d\tau = 0$$

deoarece originea sistemului de coordonate coincide cu centrul elipsoidului. Așa cum se vede din figura IV—7, nucleul elipsoidal posedă o simetrie de reflexie față de un plan perpendicular pe axa de rotație, care trece prin centrul nucleului.

Datorită condițiilor de simetrie, ultimele trei integrale din ecuația (IV, 3—34) dispar. Deoarece axa z este axa de simetrie, integralele în

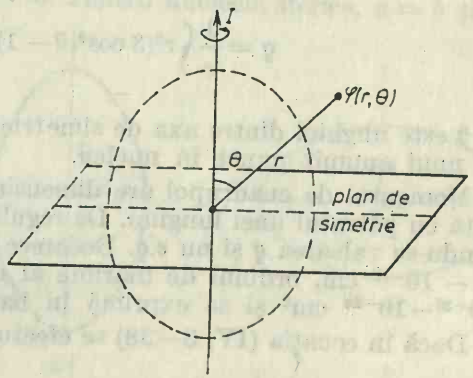


Fig. IV—7. — Distribuția sarcinii în nucleu.

x^2 și y^2 sînt identice și, ca urmare, energia de interacție de cuadrupol, E_q ia forma :

$$E_q = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \int z^2 \rho d\tau + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) \cdot \int \frac{x^2 + y^2}{2} \rho \cdot d\tau \quad \text{(IV, 3—35)}$$

BCUIASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Din ecuația lui Laplace :

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}=-\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}$$

și din relația : $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, se obține pentru (IV, 3—35) expresia :

$$E_q=\frac{1}{4}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\int(3z^2-r^2)\rho\,\mathrm{d}\tau=\frac{e\cdot q}{4}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \qquad \text{(IV, 3—36)}$$

de unde :

$$e\cdot q=\int_V(3z^2-r^2)\rho\cdot\mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—37)}$$

și momentul nuclear electric de cuadrupol este :

$$q=\frac{1}{e}\int_V(3z^2-r^2)\rho(x,y,z)\cdot\mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—38)}$$

În relația (IV, 3—38), $\rho(x, y, z)$ este densitatea sarcinii nucleare într-un punct cu coordonatele x, y, z (cu axa de simetrie aleasă drept *axa z*) aflat la distanța r de centrul nucleului. Integrarea se face după întregul volum al nucleului. Sarcina totală este $\int\rho(x, y, z)\mathrm{d}\tau = Z\cdot e$.

În coordonate polare, ținînd seama de relația : $\cos\theta=\frac{z}{r}$, expresia momentului nuclear q, în starea cuantică $m_I = I$, ia forma :

$$q=\frac{1}{e}\int r^2(3\cos^2\theta-1)\cdot\rho(r)\cdot\mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—39)}$$

unde θ este unghiul dintre axa de simetrie z și raza vectoare corespunzătoare unui anumit punct în nucleu.

Momentul de cuadrupol are dimensiunea unei sarcini electrice înmulțită cu pătratul unei lungimi. De regulă, mărimea se exprimă în cm², indicîndu-se valoarea q și nu *e.q.* Deoarece raza nucleară are dimensiunea 10^{-13} — 10^{-12} cm, ordinul de mărime al momentului de cuadrupol este de 10^{-26}—10^{-24} cm² și se exprimă în barni.

Dacă în ecuația (IV, 3—38) se efectuează înlocuirile :

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

și

$$\rho(x, y, z)=\frac{Z\cdot e}{V_N},$$

rezultă:

$$q = \frac{Z}{V_N}\int [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)]\mathrm{d}\tau = \frac{Z}{V_N}\left[\int (x^2 + z^2)\mathrm{d}\tau + \right. \tag{IV, 3—40}$$

$$\left. + \int (y^2 + z^2)\mathrm{d}\tau - 2\int (x^2 + y^2)\mathrm{d}\tau\right] = \frac{Z}{V_N}(I_x + I_y - 2I_z)$$

unde: $I_x = \int (y^2 + z^2)\mathrm{d}\tau$, $I_y = \int (x^2 + z^2)\mathrm{d}\tau$ și $I_z = \int (x^2 + y^2)\mathrm{d}\tau$ reprezintă momentele de inerție față de coordonatele x, y și z. Notînd cu a axa mică și cu b axa mare a elipsoidului, momentele de inerție sînt date de relațiile:

$$I_x = I_y = \frac{1}{5} V_N(a^2 + b^2); \quad I_z = \frac{2}{5} V_N \cdot a^2$$

și expresia (IV, 3—40) devine:

$$q = \frac{Z}{V_N}(b^2 - a^2) \tag{IV, 3—41}$$

După cum se poate vedea din această relație, momentul nuclear electric de cuadrupol indică gradul de abatere de la simetria sferică. Pentru $b > a$, momentul de cuadrupol are valori pozitive și nucleul are o formă alungită după axa spinului (elipsoid prolat), iar pentru $b < a$, momentul de cuadrupol are valori negative și nucleul are o formă alungită după o direcție perpendiculară pe axa spinului (elipsoid oblat), așa cum se poate vedea din figura IV—8. Pentru nucleele sferice, $a = b$ și $q = 0$.

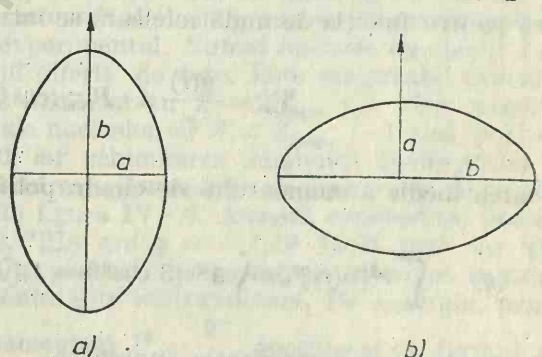


Fig. IV—8. — Forma nesferică a nucleului; *a)* elipsoid prolat; *b)* elipsoid oblat.

Deformarea nucleului este exprimată prin elipticitatea distribuției de sarcină ε, definită prin raportul:

$$\varepsilon = \frac{b - a}{R} \tag{IV, 3—42}$$

BCU IAȘI CENTRU UNIVERSITY LIBRARY

unde R este raza nucleului, iar a și b sînt semiaxele elipsoidului de rotație. Momentul electric nuclear de cuadrupol se poate calcula, în reprezentarea modelului generalizat de structură a nucleului, după o relație [1], dependentă de parametrul de deformare ε:

$$q = \frac{4}{5}\varepsilon \cdot Z \cdot R^2 \qquad \text{(IV, 3—43)}$$

Cantitatea $\varepsilon \cdot Z$ este, în acest caz, o măsură a numărului de protoni care prin interacție nucleonică determină momentul de cuadrupol observat.

În tratarea cuantică, valoarea medie a momentului de cuadrupol se calculează după relația generală:

$$\langle q \rangle = \int_V \Psi_n^* \cdot \mathrm{q} \cdot \Psi_n \cdot \mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—44)}$$

unde q este operatorul momentului nuclear de cuadrupol iar Ψ_n este funcția de undă nucleară. Luînd pentru q expresia:

$$q = e \sum_{i=1}^{Z} (3z_i^2 - r_i^2) \qquad \text{(IV, 3—45)}$$

unde însumarea se efectuează pentru toți protonii din nucleu, ecuația (IV, 3—44) devine:

$$\langle q \rangle = e \sum_{i=1}^{Z} \int \Psi_n^* (3 z_i^2 - r_i^2) \Psi_n \mathrm{d}\tau \qquad \text{(IV, 3—46)}$$

Dacă pentru funcția de undă nucleară se introduce relația:

$$\Psi_n = \frac{u(r)}{r} A \cdot P_{l,m}(\cos\theta) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}m\varphi} \qquad \text{(IV, 3—47)}$$

valoarea medie a momentului de cuadrupol ia forma:

$$\langle q \rangle = \int_0^\infty r^2 [u(r)]^2 \mathrm{d}r \cdot \int A^2 \cdot (3\cos^2\theta - 1)[P_{l,m}(\cos\theta)]^2 \mathrm{d}\Omega \qquad \text{(IV, 3—48)}$$

unde mărimile au semnificația cunoscută.

Calculul funcției de undă nucleară se realizează prin intermediul modelelor nucleare, care oferă posibilitatea de verificare a teoriei momentului electric nuclear de cuadrupol cu valorile măsurate experimental.

---

[1] H. KOPFERMANN, „Nuclear Moments", Acad. Press, 1958.

În reprezentarea modelului straturilor nucleare, se consideră că straturile nucleonice complet ocupate, care au $I = 0$, nu contribuie la momentul de cuadrupol. Conform modelului, nucleele par-pare au momentul de cuadrupol nul, ceea ce se verifică experimental. Nucleele impare (Z impar — N par), au un moment de cuadrupol determinat de configurația protonică. În tratarea teoretică se disting două cazuri [1] : un singur proton (în starea j) și mai mulți protoni în afara stratului protonic complet. Pentru primul caz, calculele teoretice [2], pornind de la ecuația (IV, 3—48), conduc la următoarea expresie pentru momentul de cuadrupol q_{1p} :

$$q_{1p} = -\langle R^2\rangle \frac{2j-1}{2(j+1)} \quad (Z = Z_{magic} + 1) \qquad \text{(IV, 3—49)}$$

unde $\langle R^2\rangle$ este raza medie pătratică a distribuției sarcinii protonului :

$$\langle R^2\rangle = \int r^2[u(r)]^2 \cdot dr \qquad \text{(IV, 3—50)}$$

După ecuația (IV, 3—49), momentul de cuadrupol este determinat de protonul nepereche, iar valoarea negativă arată că nucleul are forma unui elipsoid oblat. Pentru o configurație protonică în care stratul complet are în minus un proton — gol protonic — calculele conduc la o expresie similară cu (IV, 3—49) :

$$q_{-1p} = +\langle R^2\rangle \cdot \frac{2j-1}{2(j+1)} \quad (Z = Z_{magic} - 1) \qquad \text{(IV, 3—51)}$$

Valoarea pozitivă indică de data aceasta, că nucleul are forma unui elipsoid prolat.

Din relațiile (IV, 3—49) și (IV, 3—51) se observă că nucleele cu spinul nuclear $I = 0$, 1/2 au momentul electric nuclear de cuadrupol egal cu zero, ceea ce se verifică experimental. Numai nucleele cu spinul $I \geqslant 1$ au un moment de cuadrupol diferit de zero. Este remarcabil faptul că momentele de cuadrupol ale nucleelor cu $Z = Z_{magic} + 1$ sînt negative, iar momentele de cuadrupol ale nucleelor cu $Z = Z_{magic} - 1$ sînt pozitive. Nucleele cu Z_{magic} au $q = 0$, iar schimbarea semnului momentului de cuadrupol se face numai în jurul valorilor magice ale numărului de protoni, așa cum se poate observa din figura IV—9. Această comportare poate fi ilustrată pentru $Z_{magic} = 50$. $^{115}_{49}$In are $q = +1{,}16 \cdot 10^{-24}$ cm^2 iar $^{121}_{51}$Sb are $q = -0{,}3 \cdot 10^{-24}$ cm^2. În general, concordanța valorilor calculate cu cele determinate experimental este mulțumitoare. De exemplu, pentru nuclidul $^{209}_{83}$Bi, în starea fundamentală $I^\pi = \frac{9^-}{2}$, considerat ca format din sistemul $^{208}_{82}$Pb + 1 proton ($h_{9/2}$) momentul de cuadrupol este $q = -0{,}24$

[1] M. G. Mayer, J.H.D. Jensen, „Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", J. Wiley, New York, 1955.

[2] M. G. Mayer, J.H.D. Jensen, op. cit.

barn față de valoarea experimentală de — 0,35 barn. Pentru nuclidul $^{39}_{19}K$, în starea fundamentală $I^{\pi} = \frac{3^+}{2}$, considerat ca format din sistemul $^{40}_{20}Ca$ — 1 proton ($d_{3/2}$), momentul de cuadrupol este $q = +0{,}043$ barn față de valoarea experimentală de + 0,055 barn. Acordul se poate ameliora dacă se ține seamă de polarizarea miezului nuclear.

In al doilea caz, cînd există mai mulți protoni, în starea cuantică j, în afara stratului protonic complet, dacă numărul acestora este par, sarcina are o distribuție sferică și momentul de cuadrupol va fi zero. Dacă numărul de protoni este impar, calculele efecuate după ecuația (IV,3—48) conduc la expresii ale lui q, similare cu (IV, 3—49) și (IV, 3—51), în care intră și ν_p, numărul impar de protoni:

$$q_{\nu_p} = -\langle R^2\rangle \cdot \frac{2j-1}{2(j+1)}\left[1 - \frac{2(\nu_p - 1)}{2j-1}\right] \qquad \text{(IV, 3—52)}$$

Momentul de cuadrupol q_{ν_p} are valoarea negativă dacă $2\nu_p < 2j+1$ și pozitivă, dacă $2\nu_p > 2j+1$.

La nucleele impare, formate din Z par și N impar, situația este mai complicată, deoarece neutronul nu posedă sarcină electrică și deci nu este de așteptat existența unui moment electric. În realitate, la aceste nuclee s-au măsurat valori ale momentelor de cuadrupol similare în mărime cu acelea ale nucleelor cu Z impar (de exemplu: pentru nuclidul cu un proton nepereche $^{35}_{17}Cl$, $q = -0{,}078 \cdot 10^{-24}$ cm², iar pentru nuclidul cu un neutron nepereche $^{35}_{16}S_{19}$, $q = -0{,}055 \cdot 10^{-24}$ cm²). Modelul straturilor nucleare, care consideră ca ipoteză simplificatoare mișcarea independentă a mononucleonului, nu poate explica apariția momentului de cuadrupol ca fiind datorată nucleonului impar. Este necesar deci, să se considere interacțiile complexe dintre nucleoni. Modelul generalizat presupune o deformare omogenă a miezului nuclear de formă sferică sub acțiunea neutronului. Interacția tare dintre neutronul nepereche și protonii din miezul nuclear, determină o formă elipsoidală a acestuia. Calculul momentelor electrice de cuadrupol în cadrul modelului generalizat se face pe baza schemei de cuplare Bohr — Mottelson (vezi XII—1c) dintre nucleonul exterior și miezul nuclear. Momentul electric nuclear de cuadrupol al nucleului, în această schemă, este compus din doi termeni:

$$q = q_m + q_n \qquad \text{(IV, 3—53)}$$

unde q_m reprezintă contribuția suprafeței deformate a miezului nuclear la momentul nuclear, iar q_n redă contribuția nucleonului exterior. În aproximația cuplajului tare, momentul de cuadrupol q_m pentru un nucleu în stare fundamentală, este dat de o expresie de forma:

$$q_m = \frac{I}{I+1} \cdot \frac{2I-1}{2I+3} \cdot q \qquad \text{(IV, 3—54)}$$

unde I este spinul nuclear, iar q este momentul de cuadrupol intrinsec definit prin relația (IV, 3—38). Pentru nucleele cu N impar $q_n = 0$ și momentul de cuadrupol al nucleului este dat numai de q_m, datorat defor-

mației miezului nuclear (cu o distribuție elipsoidală a protonilor în miez) prin interacția atractivă cu neutronii exteriori. Calculele arată că semnul momentului este determinat de numărul de neutroni exteriori miezului, iar mărimea absolută depinde de numărul protonilor din miezul nuclear. Astfel, nucleele cu un neutron în afara stratului neutronic complet au un moment de cuadrupol negativ ($^{17}_{8}O_9$, $d_{5/2}$; $^{33}_{16}S_{17}$, $d_{3/2}$), iar nucleele care în stratul neutronic complet au un neutron lipsă — gol neutronic — posedă moment de cuadrupol pozitiv ($^{35}_{16}S_{19}$, $d_{3/2}$). Concordanța dintre valorile calculate teoretic și mărimile determinate experimental este, în general, mulțumitoare. Pentru nucleul $^{17}_{8}O$ în starea fundamentală $I^{\pi} = \frac{5^+}{2}$, considerat ca $^{16}_{8}O + 1$ neutron $d\,5/2$, valoarea momentului q calculată după ecuația (IV, 3—49) este de — 0,026 barn față de — 0,019 determinată experimental.

Discrepanțele observate se datoresc faptului că în stabilirea ecuației (IV, 3—54), nu s-a ținut seama de o serie de factori suplimentari care pot aduce contribuții la valoarea momentului de cuadrupol. Așa de exemplu, caracterul complex al interacțiilor nucleonice din cadrul diferitelor configurații, poate să modifice intensitatea cuplajului dintre nucleonii exteriori și miezul nuclear și deci deformarea acestuia din urmă. Asemenea efecte sînt greu de introdus în stabilirea formulelor teoretice. Analiza multor date experimentale a condus la concluzia că modelul generalizat este insuficient pentru a descrie corect mișcarea colectivă a nucleonilor în nucleu.

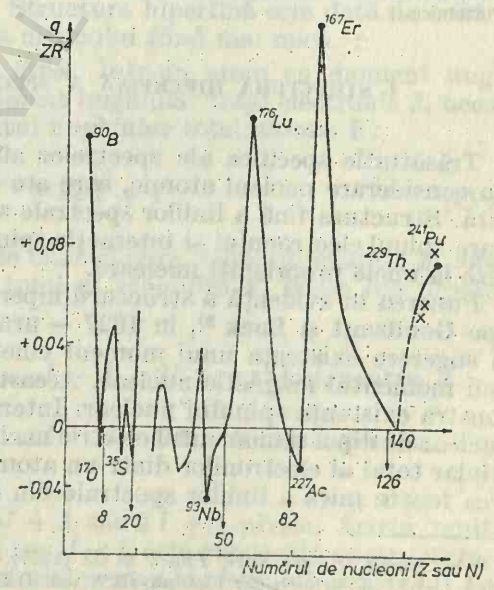


Fig. IV—9. — Variația momentului nuclear electric de cuadrupol q cu numărul de nucleoni, pentru nucleele impare; × — N impar; ● — Z impar.

Momentele electrice nucleare de cuadrupol pentru nucleele impare în starea fundamentală, în funcție de numărul de protoni sau neutroni, sînt reprezentate în figura IV—9, unde pe ordonată se redă raportul

$\frac{q}{Z R^2}$ care, conform ecuației (IV, 3—43) este proporțional cu parametrul de deformare ε. În calcule s-a luat $R = 1{,}5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{\frac{1}{3}}$. Din examinarea graficului rezultă cîteva trăsături caracteristice interesante. Forma sferică de echilibru se întîlnește la nucleele din vecinătatea numerelor magice de protoni sau neutroni, care au momentul de cuadrupol nul sau foarte mic. Trecerea de la valorile pozitive la cele negative, are loc la valori magice ale lui Z și N. Cele mai multe nuclee deformate au forma de elipsoid prolat. Există trei regiuni de deformare sferoidală maximă, situate între valorile magice, în vecinătatea numărului de nucleoni 70, 100 și 140. Nucleele cele mai puternic deformate sînt $^{176}_{71}\mathrm{Lu}$ și $^{167}_{68}\mathrm{Er}$, care au deci valorile maxime pentru momentul de cuadrupol.

Există numeroase metode experimentale pentru determinarea momentelor nucleare [1], care se împart în două grupe principale. Din prima grupă fac parte metodele bazate pe interacția dintre momentele nucleare și cîmpurile interne produse de învelișurile electronice ale atomilor sau moleculelor. Precizia determinărilor este limitată de gradul de cunoaștere a mărimii acestor cîmpuri interne. În a doua grupă sînt incluse metodele în care are loc interacția dintre momentele nucleare cu cîmpurile magnetice exterioare. Precizia măsurătorilor efectuate prin aceste metode este mare.

Dintre diferitele metode ca: studiul structurii hiperfine a spectrelor atomice, studiul spectrelor de rotație ale moleculelor biatomice, spectroscopia de microunde, spectroscopia de radiofrecvență (rezonanța magnetică nucleară, inducția nucleară), tehnica fluxurilor atomice și moleculare, metode radioactive (bazate pe radioactivitatea nucleului analizat și a produșilor de dezintegrare a acestuia, cu două tehnici: corelația unghiulară între fotonii emiși, cînd nucleul γ-emițător este supus efectului unui cîmp magnetic extern și efectul Mössbauer) ș.a., se va discuta structura hiperfină a spectrelor atomice, deoarece aceasta întregește teoria spectrelor atomice.

4. STRUCTURA HIPERFINĂ A SPECTRELOR ATOMICE

Trăsăturile specifice ale spectrelor atomice se interpretează fără a lua în considerare nucleul atomic, care are o mărime foarte mică și masă infinită. Structura fină a liniilor spectrale se poate explica [2] luînd în considerare spinul electronului și interacția spin-orbită, fără a fi necesar să se apeleze la unele proprietăți nucleare.

Punerea în evidență a structurii hiperfine a liniilor spectrale, a condus pe Goudsmit și Back [3], în 1927 — urmînd ideea lui Pauli [4] din 1924 — să sugereze existența unui moment cinetic nuclear (spin nuclear) asociat cu momentul magnetic nuclear. Aceasta a constituit prima cale de a demonstra existența spinului nuclear. Interacția dintre momentul magnetic nuclear de dipol și momentul electric nuclear de cuadrupol, cu momentul unghiular total al electronilor dintr-un atom sau moleculă, determină despicarea foarte mică a liniilor spectrale din domeniul vizibil și ultraviolet,

---

[1] K. Smith, *Progr. Nucl. Phys.*, 6, 52 (1957).
G. Herz, „Lehrbuch der Kernphysik", vol. I, B. Teubner Verlag, 1958, p. 79.
S. Vonsovsky, „Magnetism of Elementary Particles", Mir. Publ., 1975, p. 107.
H. Enge, „Introduction to Nuclear Physics", Addison Wesley, Mass, 1972, p. 110.
[2] Vol. I, 1, p. 152.
[3] S. Goudsmit, E. Back, *Zeit. f Phys.*, 43, 321 (1927); 47, 174 (1928).
[4] W. Pauli, *Naturwiss.*, 12, 741 (1924).

în mai multe linii foarte apropiate între ele, numită structură hiperfină. Diferențele de energie dintre aceste nivele de energie sînt foarte mici și variază între 10^{-7} și 10^{-5} eV. Din această cauză, structura hiperfină a liniilor spectrale se poate pune în evidență numai cu aparatură de înaltă precizie. Ca exemplu, fie structura hiperfină a spectrului sodiului. Structura fină este constituită din dubletul $D_1(\lambda = 5.895{,}930$ Å) și $D_2(\lambda = 5889{,}963$ Å) corespunzător tranzițiilor: $3\,^2S_{1/2} - 3\,^2P_{1/2}$ și $3\,^2S_{1/2} - 3\,^2P_{3/2}$. Distanța dintre aceste două linii este de 6 Å. La rîndul lor, ambele linii se despică în două componente: pentru linia D_1, componentele sînt distanțate între ele cu 0,023 Å, iar pentru linia D_2 cu 0,021 Å. Se poate observa că distanța este de aproximativ 300 de ori mai mică decît cea dintre liniile D_1 și D_2.

Numărul nivelelor de energie este determinat de valoarea spinului nuclear, iar separarea dintre acestea este dependentă de mărimea momentului magnetic nuclear.

În teoria generală a spectrelor atomice, energia totală de interacție este dată de suma a trei termeni principali:

$$E = E_J + E_m + E_q \qquad \text{(IV, 4—1)}$$

unde E_J reprezintă energia de interacție spin-orbită care determină structura fină a spectrelor[1], ca urmare a considerării spinului electronic, E_m este energia de interacție a momentului magnetic nuclear de dipol cu momentul unghiular total electronic și E_q este energia de interacție dintre momentul electric nuclear de cuadrupol și gradientul de cîmp electric, creat de norul electronic din atom. Structura hiperfină este dată de contribuția termenilor E_m și E_q, ponderea ultimului fiind mai mică.

Interacția magnetică de dipol. Într-un atom cu moment unghiular nuclear **I** (spin nuclear) și moment unghiular total electronic **J**, acestea se cuplează pentru a da momentul unghiular total atomic **F**:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \qquad \text{(IV, 4—2)}$$

Conform regulilor cunoscute de cuantificare, numărul cuantic F corespunzător momentului unghiular total al atomului **F**, poate lua următoarele valori:

$$F = J + I,\ J + I - 1 \ldots J - I \quad 2I + 1 \text{ valori, pentru } J > I$$

$$F = I + J,\ I + J - 1, \ldots I - J \quad 2J + 1 \text{ valori, pentru } J < I \qquad \text{(IV, 4—3)}$$

Despicarea unui nivel J, în $2J + 1$ sau $2I + 1$ nivele, foarte mult apropiate între ele, după cum $J > I$ sau $J < I$, este cunoscută ca structura hiperfină a acelui nivel. Modelul vectorial pentru cuplarea vectorilor **I** și **J** pentru a forma vectorul **F**, este prezentat în figura IV — 10, unde numerele

[1] Vol. I, 1, p. 152.

cuantice au următoarele valori : $J = \frac{3}{2}$, $I = 1$. Pentru numărul cuantic F se obțin deci valorile : $\frac{5}{2}$, $\frac{3}{2}$ și $\frac{1}{2}$. Dacă $I < J$ se poate determina va-

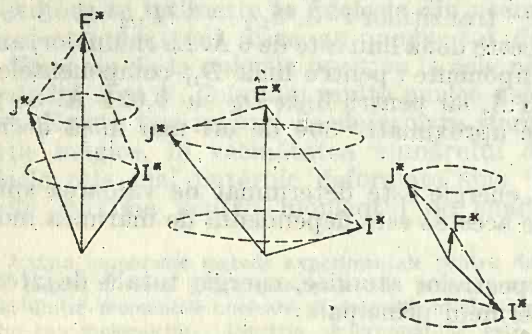


Fig. IV—10. — Cuplarea vectorilor J și I. ($J = 3/2$, $I = 1$).

loarea spinului nuclear, I, prin simpla numărare a nivelelor în care se despică un nivel dat J.

Determinarea distanței dintre liniile spectrale în structura hiperfină (care creează posibilitatea observării acestora) este dependentă de mărimea momentului magnetic nuclear de dipol, μ. Energia de interacție dintre momentul de dipol μ și cîmpul magnetic intern creat de învelișul electronic, $H_{el.}$, este dată de relația :

$$E_m = -\mu \cdot H_{el.} \qquad \text{(IV, 4—4)}$$

Cîmpul magnetic $H_{el.}$ este proporțional cu momentul magnetic al atomului μ_J, care la rîndul său, prin relația $\mu_J = g \cdot \mu_B J$, este proporțional cu momentul unghiular J. Deoarece, $\mu = g_N I$, se poate arăta [1] că relația (IV, 4—4) devine :

$$E_m = A(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) = A\, I \cdot J \cdot \cos(I \cdot J) \qquad \text{(IV, 4—5)}$$

unde A, constanta interacției magnetice sau factorul de interval al structurii hiperfine, este definită prin expresia :

$$A = -\frac{\mu}{I} \cdot \frac{H_{el.}}{J} = \frac{g_N \cdot H_{el.}}{J} \qquad \text{(IV, 4—6)}$$

și :

$$\cos(I \cdot J) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2I \cdot J} \qquad \text{(IV, 4—7)}$$

---

[1] N. Ramsey. op. cit., p. 367 și 381.
A. Kopfermann, op. cit., p. 115.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Introducînd ecuațiile (IV, 4—6) și (IV, 4—7) în (IV, 4—5), energia de interacție magnetică de dipol ia forma:

$$E_m = \frac{A}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \qquad \text{(IV, 4—8)}$$

Pentru a evalua cîmpul $H_{el.}$, așa cum se vede din ecuația (IV, 4—6), este necesară calcularea constantei de interacție magnetică A. În cazul unui atom hidrogenoid, $H_{el.}$ este compus din doi termeni[1], H_L și H_S:

$$H_{el.} = H_L + H_S \qquad \text{(IV, 4—9)}$$

unde H_L este cîmpul magnetic provenit din mișcarea orbitală a electronului și H_S cîmpul provenit din momentul magnetic de spin al electronului. Ca urmare, conform relației (IV, 4—4) și energia de interacție se va compune din doi termeni corespunzători cîmpurilor H_L și H_S. Cîmpul magnetic intern H_{el}, se poate exprima în funcție de raza vectoare $\mathbf{r}$, dintre electron și nucleu și viteza unghiulară $\mathbf{v}$ a electronului, prin relația:

$$H_{el.} = k \cdot \frac{e \cdot (\mathbf{r}, \mathbf{v})}{r^3} \qquad \text{(IV, 4—10)}$$

care, pentru: $m(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) = \mathbf{l} \cdot \hbar$, devine:

$$H_{el.} = k \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{\hbar \cdot l}{r^3} \qquad \text{(IV, 4—11)}$$

Cei doi termeni ai energiei de interacție, $E_m(I, L)$ și $E_m(I, S)$:

$$E_m = E_m(I, L) + E_m(I, S) \qquad \text{(IV, 4—12)}$$

iau acum forma:

$$E_m(I, L) = k \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m} \hbar\right)^2 \frac{1}{r^3} g_N \cdot I \cdot L \cos(I, L) \qquad \text{(IV, 4—13)}$$

$$E_m(I, S) = k \frac{\mu \cdot \mu_s}{r^3} \cos(I, S) - 3 \cos(I, r) \cos(r, S) \qquad \text{(IV, 4—14)}$$

unde μ_s este momentul magnetic al electronului.

---

[1] N. Ramsey, op. cit., p. 367 și 381.
A. Kopfermann, op. cit., p. 115.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă pentru r se ia expresia din teoria lui Bohr a atomilor hidrogenoizi:

$$\overline{1/r^3} = \frac{Z^3}{a_0^2 \cdot n^3 \cdot L^3} \qquad \text{(IV, 4—15)}$$

unde a_0 este raza atomică Bohr, în final se obține pentru A, următoarea expresie [1]:

$$A = \frac{2\pi\hbar c R_y \cdot \alpha^2 Z^3 \cdot g_N}{n^3 \left(L + \frac{1}{2}\right) \cdot J(J+1) \cdot \frac{M_P}{m_0}} \qquad \text{(IV, 4—16)}$$

unde R_y este constanta Rydberg, α este constanta de structură fină, g_N este factorul nuclear, n este numărul cuantic principal, M_P/m_0, raportul dintre masa protonului și a electronului. Celelalte mărimi au semnificația cunoscută. Pentru cîmpul magnetic intern $H_{el.}$, produs de electronii de valență, în stările s sau p ale metalelor alcaline, calculele dau valori de $10^4 \div 10^6$ Gauss. Ordinul de mărime al interacției magnetice de dipol poate fi acum evaluat conform ecuației (IV, 4—4), ținînd seamă de valoarea magnetonului nuclear, $\mu_N = 5{,}049.10^{-24}$ erg/Gauss și de transformarea 1 eV $= 1{,}6.10^{-12}$ erg:

$$E_m = -\mu \cdot H_{el.} \simeq \frac{5.10^{-24} \cdot H_{el.}}{1{,}6.10^{-12}} \simeq 3.10^{-12} \cdot H_{el.}$$

Luînd $H_{el.} = 10^5$ Gauss se obține $E_m \simeq 3.10^{-6}$ eV. Deși momentele magnetice nucleare de dipol sînt mici, valorile mari ale cîmpurilor magnetice interne $H_{el.}$, determină o energie de interacție suficientă pentru a produce despicarea hiperfină a nivelelor atomice.

Regula intervalelor. Conform relației (IV, 4—8), pentru valori ale lui F egale cu $I + J$, $I + J - 1$, $I + J - 2$, energiile de interacție corespunzătoare sînt:

$$\begin{aligned} E_m(1) &= AIJ \\ E_m(2) &= A[IJ - (I+J)] \\ E_m(3) &= A[IJ - (I+J) - (I+J-1)] \end{aligned} \qquad \text{(IV, 4—17)}$$

iar diferența de energie dintre nivelele succesive hiperfine este:

$$\begin{aligned} \Delta E_m(1,2) &= E_m(1) - E_m(2) = A(I+J) = A \cdot F \\ \Delta E_m(2,3) &= E_m(2) - E_m(3) = A(I+J-1) = A \cdot (F-1) \\ \Delta E_m(3,4) &= E_m(3) - E_m(4) = A(I+J-2) = A \cdot (F-2) \end{aligned} \qquad \text{(IV, 4—18)}$$

[1] E. Fermi, *Zeit. f. Physik*, **60**, 320 (1930).
S. Goudsmit, *Phys. Rev.*, **37**, 663 (1931); **43**, 636 (1937).

și constituie *regula intervalelor* în cuplarea magnetică pentru structura hiperfină, analoagă cu regula intervalelor pentru despicarea de multipleți, datorată dependenței energiei de numărul cuantic J. Diferența de energie dintre două stări F și $F-1$ este $A \cdot F$ și se numește despicarea

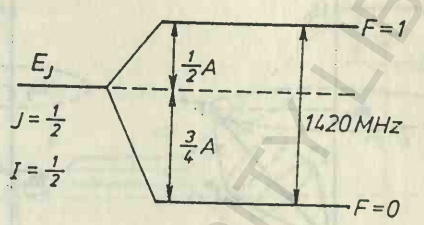


Fig. IV—11. — Despicarea hiperfină a nivelului fundamental al atomului de hidrogen.

hiperfină $\triangle E_m = h \cdot \triangle \nu_m$ ($\triangle \nu_m$ se numește separarea în structura hiperfină). Valoarea absolută a constantei de interacție magnetică A, este de ordinul $10^{-1} \div 10^{-3}$ cm^{-1}, cu cîteva ordine de mărime mai mică decît constanta interacției spin-orbită în spectroscopia atomică.

Pe lîngă regula intervalelor, se poate obține și o regulă a intensităților, care dă raportul intensităților componentelor spectrului de structură hiperfină în funcție de numărul cuantic F.

Să prezentăm acum structura hiperfină a nivelelor de energie ale atomului de hidrogen (fig. IV — 11). Spinul nuclear al protonului, $I = \frac{1}{2}$, determină despicarea fiecărui nivel al atomului cu o valoare dată a lui J în două nivele care au valorile $F = J + \frac{1}{2}$ și $F = J - \frac{1}{2}$. Nivelul fundamental $1s\ {}^2S_{1/2}$ cu $J = \frac{1}{2}$ se descompune în două nivele de structură hiperfină cu $F = 1$ și $F = 0$. Tranziției $F = 1 \to F = 0$ dintre aceste două nivele de structură hiperfină îi corespunde frecvența de 1420 MHz, sau $\lambda = 21,1$ cm (linia emisiei radio din cosmos).

5. EFECTUL ZEEMAN ÎN STRUCTURA HIPERFINĂ

Toate nivelele de structură hiperfină cu $F \neq 0$ se despică într-un cîmp magnetic extern H_0, efectul fiind diferit în funcție de mărimea lui H_0. La fel ca în cazul electronic, se disting două situații extreme : despicarea Zeeman hiperfină în cîmp magnetic slab și puternic.

Efectul Zeeman în structura hiperfină în cîmp slab. Cîmpul magnetic $\mathbf{H}_0$ este considerat slab, dacă momentele **I** și **J** rămîn cuplate intens, cu momentul unghiular total, atomic **F**, care execută o mișcare de precesie în jurul cîmpului $\mathbf{H}_0$, așa cum se observă în figura IV — 12*a*. Proiecția vectorului **F** pe direcția cîmpului magnetic $\mathbf{H}_0$, $m_F = \mathbf{F}\cos(\mathbf{F} \cdot \mathbf{H}_0)$, poate lua valori întregi între $-F$ și $+F$, ceea ce conduce la $2F + 1$ nivele Zeeman, echidistante. După modelul vectorial prezentat în figura IV—12 *a*

momentul magnetic total al atomului μ_F se compune din momentul magnetic al electronilor μ_J și momentul magnetic nuclear μ_I :

$$\mu_F = \mu_J \cdot \cos(\mathbf{J} \cdot \mathbf{F}) - \mu_I \cdot \cos(\mathbf{I} \cdot \mathbf{F}) \qquad \text{(IV, 5—1)}$$

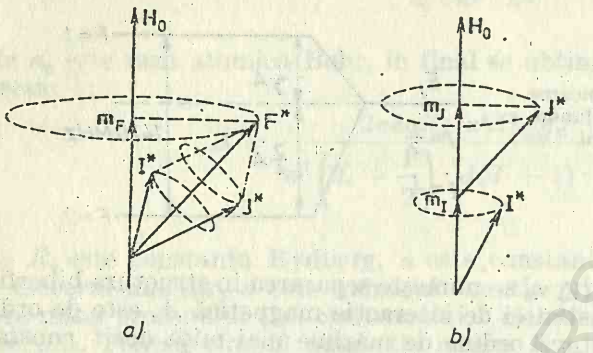


Fig. IV—12. — Diagrama vectorială *a*) efectului Zeeman în structura hiperfină ; *a* cîmp slab ; *b*) cîmp puternic.

Semnul negativ al termenului al doilea se datorește faptului că μ_J și μ_I sînt antiparaleli, dacă **I** și **J** sînt paraleli[1]. Energia de interacție dintre momentul magnetic atomic μ_F și cîmpul $\mathbf{H}_0$ este dată de relația :

$$E_m(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0) = \mu_F \cdot \mathbf{H}_0 \cos(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0) \qquad \text{(IV, 5—2)}$$

Introducînd pentru μ_F relația (IV, 5—1), $E_m(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0)$ devine :

$$E_m(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0) = \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{F} \cdot \cos(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0) \left[\frac{\mathbf{J}}{\mathbf{F}} g_J \cdot \cos(\mathbf{J}, \mathbf{F}) - \frac{\mathbf{I}}{\mathbf{F}} g_I \cdot \cos(\mathbf{I}, \mathbf{F}) \right] \qquad \text{(IV, 5—3)}$$

care se mai poate scrie sub forma :

$$E_m(\mathbf{F}, \mathbf{H}_0) = \mathbf{m}_F \cdot g_F \cdot \mathbf{H}_0 \qquad \text{(IV, 5—4)}$$

unde factorul g_F din relația $\mu_F = g_F \cdot F$, se exprimă în funcție de g_J și g_I prin ecuația :

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F \cdot (F+1)} - g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \qquad \text{(IV, 5—5)}$$

Deoarece g_I este mic ($\sim 10^{-3}$) termenul al doilea al ecuației (IV, 5—5) se poate neglija și factorul g_F devine :

$$g_F \simeq g_J \cdot \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F \cdot (F+1)} \qquad \text{(IV, 5—6)}$$

[1] H. KOPFERMANN, op. cit., p. 8.

Se observă că în această aproximație, magnetismul nuclear exprimat prin g_I sau μ_I, nu contribuie la efectul Zeeman în structura hiperfină. Energia de despicare magnetică în cîmp slab depinde numai de spinul nuclear I. Pentru exemplificare, în figura IV—13 se prezintă despicarea termenului

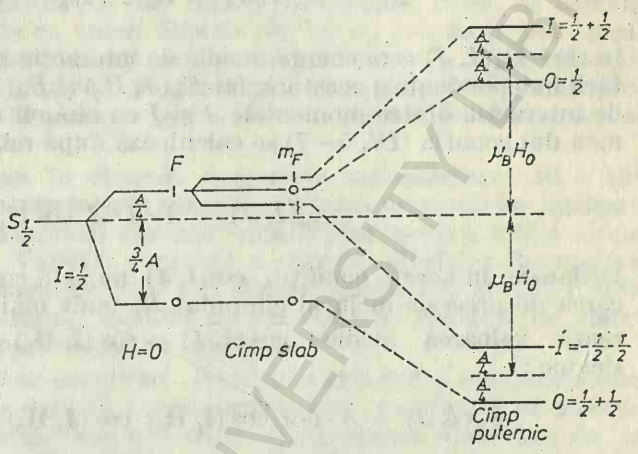


Fig. IV—13. — Despicarea termenului $^2S_{1/2}$, cu $I = 1/2$, în cîmp magnetic extern.

$^2S_{1/2}$, cu $I = \frac{1}{2}$, atît în cîmp magnetic extern, slab cît și puternic. În cîmp slab, fiecare nivel de structură hiperfină se despică în $2F + 1$ nivele echidistante. Pentru un multiplet complet, se formează $(2J + 1)(2I + 1)$ nivele Zeeman. În cazul indicat în figură, apar în total patru nivele Zeeman.

În general, pentru $J = \frac{1}{2}$, $g_F = \frac{g_J}{2I+1}$ pentru $F = I + \frac{1}{2}$, $g_F = -\frac{g_J}{2I+1}$ pentru $F = I - \frac{1}{2}$ și energia de interacție este:

$$E_m(F, H_0) = \frac{g_J \cdot H_0}{2I+1} \cdot m_F$$

Ordinul de mărime al cîmpului magnetic extern este de aproximativ 10 Gauss, pentru care corespunde o despicare de $\sim 10^{-3}$ cm^{-1}. Dacă condiția de apariție a efectului Zeeman în cîmpul slab este $E_m(F, H_0) \ll E_m(I, J)$, din relațiile (IV, 4—4) și (IV, 5—4) urmează că $H_0 \ll \frac{\mu}{m_B} \cdot H_{el.} \simeq 10^{-3} H_{el.}$. Luînd pentru $H_{el.} \simeq 10^4$ Gauss, rezultă $H_0 \simeq 10$ Gauss.

Efectul Zeeman în structura hiperfină în cîmp puternic. Cu creșterea cîmpului magnetic extern, frecvența de precesie a lui **F** în jurul cîmpului $\mathbf{H}_0$ se mărește. Datorită valorii absolute mici a momentului magnetic nuclear de dipol, cuplarea între vectorii **I** și **J** este slabă și frecvența precesiei acestora în jurul vectorului **F** este mică. La valori ale cîmpului H_0 suficient de mari, frecvența de precesie a vectorului **F** în jurul cîmpului $\mathbf{H}_0$, este mai mare decît frecvența de precesie a vectorilor **I** și **J** în jurul vectorului

F. Ca urmare, **I** și **J** se decuplează și se orientează independent în cîmpul extern H_0 (figura IV—12 *b*), avînd componentele m_I și m_J în această direcție. Energia de interacție se va compune din trei termeni:

$$E_m = \bar{E}_m(I, J) + E_m(J, H_0) + E_m(I, H_0) \qquad \text{(IV, 5—7)}$$

în care $\bar{E}_m(I, J)$ este energia medie de interacție între **I** și **J** în cazul orientării independente a acestora, iar $E_m(J, H_0)$ și $E_m(I, H_0)$ reprezintă energiile de interacție dintre momentele J și I cu cîmpul magnetic H_0. Primul termen din ecuația (IV, 5—7) se calculează după relația:

$$\bar{E}_m(I, J) = A \cdot I \cdot J \, \overline{\cos(\mathbf{I}, \mathbf{J})} \qquad \text{(IV, 5—8)}$$

Deoarece, în aceste condiții, $\cos(\mathbf{I}, \mathbf{J})$ nu este constant — J execută mișcarea de precesie în jurul cîmpului H_0 mult mai rapid decît I — se utilizează valoarea medie: $\overline{\cos(\mathbf{I}, \mathbf{J})} = \cos(\mathbf{I}, \mathbf{H_0}) \cdot \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H_0})$ și (IV, 5—8) devine:

$$\bar{E}_m(I, J) = A \cdot I \cdot J \cos(\mathbf{I}, \mathbf{H_0}) \cdot \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H_0}) = A \cdot m_I \cdot m_J \qquad \text{(IV, 5—9)}$$

Al doilea termen este dat de expresia:

$$E_m(J, H_0) = m_B H_0 g_J \cdot J \cdot \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H_0}) = m_B H_0 g_J m_J = h \nu_J m_J \qquad \text{(IV, 5—10)}$$

unde ν_J este frecvența Larmor: $\nu_J = \dfrac{e}{4\pi m_0} g_J \cdot H_0$.

Energia de interacție dintre spinul nuclear I și cîmpul magnetic H_0, se obține din relația:

$$E_m(I, H_0) = -\, m_B \cdot H_0 \cdot I \; g_I \cdot \frac{m_0}{M_P} \cdot \cos(\mathbf{I}, \mathbf{H_0}) = \qquad \text{(IV, 5—11)}$$

$$= -\, m_B H_0 \cdot g_I \cdot \frac{m_0}{M_P} \cdot m_I = h \cdot \nu_I \cdot m_I$$

unde ν_I este frecvența Larmor: $\nu_I = -\dfrac{e}{4\pi m_0} \cdot g_I \dfrac{m_0}{M_P} \cdot H_0$. Energia de interacție este deci:

$$E_m = A \cdot m_I \cdot m_J + m_B \cdot H_0 m_J \cdot g_J - m_B \cdot H_0 m_I \cdot g_I \frac{m_0}{M_P} \qquad \text{(IV, 5—12)}$$

Datorită valorii mici a factorului nuclear g_I, ultimul termen se poate neglija iar (IV, 5—12) devine:

$$E_m \simeq A \cdot m_I \cdot m_J + m_B \cdot H_0 m_J \cdot g_J \qquad \text{(IV, 5—13)}$$

Relaţia (IV, 5—13) este valabilă dacă $E_m(J, H_0) \gg \tilde{E}_m(I, J)$, ceea ce înseamnă că $m_B \cdot H_0 \gg \mu . H_{cl.}$, adică : $H_0 > 10^{-3} H_{cl.}$. Ţinînd seamă de valoarea cîmpului intern $H_{cl.}$, efectul Zeeman în cîmp magnetic puternic se produce la valori de aproximativ 10^4 Gauss, la care despicarea este de ordinul 1 cm^{-1}. Ecuaţia (IV, 5—13) indică o despicare mare, de ordinul $m_B \cdot H_0$ pentru subnivele cu valori diferite ale lui m_J şi o despicare mică, de ordinul A, în cazul unui m dat pentru subnivele cu m_J diferiţi. Despicarea Zeeman în cîmp magnetic puternic pentru termenul $^2S_{1/2}$ este prezentată în figura IV—13, unde se poate observa şi corelaţia dintre nivele în cîmp slab şi puternic.

Despicarea Zeeman în cîmpuri magnetice intermediare ($10 \div 10^3$ Gauss) prezintă de asemenea interes pentru cercetarea momentelor nucleare şi oferă posibilitatea măsurării energiei subnivelelor pentru mulţi atomi în stare fundamentală. Variaţia continuă a energiei nivelelor Zeeman cu intensitatea cîmpului magnetic H_0 a fost studiată cantitativ şi este redată de formula [1] lui Breit-Rabi, valabilă pentru cele trei domenii de valori ale cîmpului : slab, intermediar şi puternic.

Interacţia electrică de cuadrupol. Separarea relativă a componentelor structurii hiperfine este dată de regula intervalelor, exprimată prin ecuaţia (IV, 4—5) care conţine factorul $\cos(\mathbf{I}, \mathbf{J})$. Abaterile observate de la această regulă, au putut fi explicate prin introducerea unui termen adiţional, dependent de $\cos^2(\mathbf{I}, \mathbf{J})$, care exprimă contribuţia interacţiei electrice de cuadrupol. Aşa de exemplu, deviaţiile evidenţiate în structura hiperfină a europiului, sînt diferite pentru cei doi izotopi, $^{151}Eu \left(I = \frac{5}{2} \; ; \quad q = 1{,}2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \right)$ şi $^{153}Eu \left(I = \frac{5}{2} ; \; q = 2{,}6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \right)$, care au valori diferite ale momentelor electrice de cuadrupol. Contribuţia interacţiei de cuadrupol E_q la energia totală de interacţie, exprimată prin ecuaţia (IV, 4—1) este, în general, mică. După relaţia (IV, 3—36), energia de interacţie de cuadrupol este :

$$E_q = -\frac{1}{4} eq \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \left[\frac{3}{2} \cos^2(\mathbf{I}, \mathbf{J}) - \frac{1}{2} \right] \qquad \text{(IV, 5—14)}$$

Se poate aprecia că ordinul de mărime al acestei energii este de aproximativ 10^{-8} eV. Dacă se consideră că în atom particulele care interacţionează se găsesc la distanţe de $\sim 10^{-8}$ cm şi au energia de ordinul eV, cîmpul electric local are mărimea : $\frac{\partial \varphi}{\partial z} \simeq 1 \text{ volt}/10^{-8} \text{ cm} \simeq 10^8 \text{ volt/cm}$ şi gradientul de cîmp este :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \simeq \frac{10^8 \; V/\text{cm}}{10^{-8} \text{ cm}} \simeq 10^{16} \text{ V/cm}^2$$

[1] G. Breit, I. Rabi, *Phys. Rev.*, 38, 2082 (1931).

Energia de interacție de cuadrupol E_q se estimează acum, luînd pentru q o valoare tipică de 5 barn:

$$E_q \simeq \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \cdot q \simeq 10^{16}\,(\mathrm{V/cm^2}) \cdot 5 \cdot 10^{-24}\,(\mathrm{cm^2}) \times e \simeq 5 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{eV}.$$

Introducînd constanta de interacție de cuadrupol, B:

$$B = -eq \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \qquad \text{(IV, 5—15)}$$

și punînd pentru cos (**I**, **J**) expresia (IV, 4—7), energia de interacție de cuadrupol devine [1]:

$$E_q = \frac{3}{4} B \cdot \frac{C(C+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2I(2I-1) \cdot J \cdot (2J-1)} \qquad \text{(IV, 5—16)}$$

cu: $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, la fel ca în relația (IV, 4—8). Constanta interacției de cuadrupol B este de ordinul $10^{-4} \div 10^{-2}$ cm^{-1}, pentru atomi. De regulă, este mai mică decît constanta de interacție magnetică, A. În anumite cazuri, ambele constante au același ordin de mărime.

Pentru valori date ale lui I și J, ecuația (IV, 5—16) determină energia suplimentară a stărilor cu valori diferite ale lui F, condiționată de interacția de cuadrupol. Pentru nucleele cu $I \geqslant 1$, structura hiperfină este determinată de interacția magnetică, (IV, 4—8) și de interacția de cuadrupol. Poziția nivelelor cu valori diferite ale lui F, pentru A și B date, este determinată de relația generală:

$$E = E_m + E_q = A \cdot \frac{C}{2} + \frac{3}{4} B \frac{C(C+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2I(2I-1) \cdot J \cdot (2J-1)} \qquad \text{(IV, 5—17)}$$

Formula (IV, 5—17) permite calcularea constantelor A și B — care determină mărimea momentului magnetic nuclear de dipol, μ și a momentului electric nuclear de cuadrupol, q — cu ajutorul distanțelor observate între nivelele de structură hiperfină.

[1] N. Ramsey, op. cit., p. 360.

BCU IASI / UNIVERSITY LIBRARY

Partea a III-a

FORȚE NUCLEARE

Capitolul V

FORȚE NUCLEARE

Structura nucleului atomic s-a dovedit a fi mai complexă și mai dificilă decît structura atomilor și moleculelor, datorită cunoașterii insuficiente a forțelor care acționează între nucleoni. Dacă în fizica atomică este bine stabilit că forța care acționează între nucleul atomic și electroni este de natură electrostatică, tratarea cantitativă a fost încununată cu succes prin aplicarea mecanicii cuantice. În fizica nucleară însă, situația este inversată : se știe că nucleul este un sistem compus din nucleoni, a căror stare poate fi descrisă cu ajutorul teoriei cuantice, dar nu se cunoaște cu precizie legea care guvernează interacția nucleonică. Dovada cea mai convingătoare a existenței forțelor nucleare este oferită de existența nucleelor stabile. Stabilitatea nucleară nu poate fi explicată însă cu reprezentările cunoscute asupra forțelor de interacție. Astfel, forța de repulsie electrostatică care acționează între protoni ar trebui să determine descompunerea nucleului iar absența sarcinii electrice la neutron nu poate să explice interacția manifestată de acesta în interiorul nucleului.

Forțele care acționează între nucleoni nu pot fi descrise de interacțiile clasice, gravitaționale sau electrostatice. Dacă interacția dintre particulele macroscopice este descrisă prin constanta de cuplare și raza de acțiune, se poate demonstra că interacția gravitațională între particule este foarte slabă și nu poate fi luată în considerare. Constanta de cuplare se definește în acest caz, prin legea atracției universale a lui Newton și este : $\frac{G \cdot M_p^2}{\hbar \cdot c} = 7 \cdot 10^{-39}$, $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ dyn. cm$^2 \cdot$ g^{-2}, fiind constanta lui Newton iar M_p, masa protonului. Dacă se consideră că doi nucleoni se găsesc la o distanță de 10^{-13} cm, sub acțiunea forței gravitaționale ar rezulta o energie de numai 10^{-30} eV. În interacția electromagnetică, constanta de cuplare se identifică cu constanta de structură fină α, a cărei mărime este $\sim 10^{-2}$ $\left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c} = \frac{1}{137}\right)$. De asemenea, interacțiile magnetice datorate momentelor nucleare ale nucleonilor determină o energie prea mică pentru a asigura legătura internucleonică ; dacă se consideră o separare $r \simeq 2 \cdot 10^{-13}$ cm, energia de interacție magnetică, care este de forma : $\frac{\mu_p \cdot \mu_n}{r^3}$, are o valoare de aproximativ 0,03 MeV.

Interpretarea principalelor caracteristici ale nucleului atomic, determinate experimental — masa nucleară, energia de legătură nucleară, raza nucleară — a sugerat existența unui tip nou de interacție nucleonică atractivă de mare intensitate și cu rază mică de acțiune, denumită *interacție tare*. Experiențele de împrăștiere a particulelor α de către nucleele atomice, precum și cercetarea ulterioară a proceselor de împrăștiere proton-proton, au demonstrat clar că la distanțe mai mici de 10^{-13} cm acțiunea forțelor electromagnetice încetează și se manifestă un nou tip de forță — *forța nucleară*. Constanta de cuplare în interacția tare este supraunitară: $\frac{g^2}{\hbar \cdot c} \simeq 14$ și reprezintă intensitatea specifică a forței asociată cu schimbul de mezoni π între cei doi nucleoni în interacție. Cuplarea mezonilor cu nucleonii este caracterizată prin constanta g. Pentru comparare, în tabloul V—1 se prezintă valorile constantelor de cuplare ale celor patru tipuri de interacție cunoscute. Se poate observa că interacția tare este de 10^3 ori mai intensă decît interacția electromagnetică și mult mai mare decît interacția slabă care se manifestă în dezintegrarea β.

TABLOUL V—1

Caracteristicile principale ale interacțiilor

Tipul de interacție	Constanta de cuplare	Raza de acțiune
tare (internucleonică)	$g^2/\hbar \cdot c \simeq 14{,}8$	$1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm$(\hbar/m_\pi c)$
electromagnetică	$e^2/\hbar \cdot c = \frac{1}{137} \simeq 10^{-2}$	∞
slabă (dezintegrarea β)	$g_F^2/\hbar \cdot c \simeq 5 \cdot 10^{-14}$	$\lesssim 10^{-15}$ cm
gravitațională	$G \cdot M_p^2/\hbar \cdot c \simeq 7 \cdot 10^{-39}$	∞

Problema centrală în structura nucleului atomic este caracterizarea mișcării celor A nucleoni — care formează nucleul — sub influența forțelor mutuale de interacție. Tratarea cantitativă a unui sistem polinucleonic prezintă însă mari dificultăți datorate, în mare măsură, lipsei unei teorii bine fundamentate a forțelor internucleonice. Chiar pentru nucleele ușoare, pentru $A \geqslant 3$, efectuarea calculelor este posibilă prin introducerea unor soluții de aproximație, pentru a se putea exprima forța de interacție dintre mai mulți nucleoni: forța trinucleonică, tetranucleonică, ..., forța polinucleonică. Pentru un sistem simplu, format din trei nucleoni (1), (2) și (3), nu este suficient de exemplu, ca forța care acționează asupra nucleonului (1), să fie dată de suma $F_{1,2} + F_{1,3}$ (unde $F_{1,2}$ este forța care acționează asupra nucleonului (1) rezultată din interacția nucleonilor (1) și (2), cînd nu este prezent nucleonul (3) și $F_{1,3}$, forța care acționează asupra nucleonului (1) rezultată din interacția nucleonilor (1) și (3), cînd nu este prezent nucleonul (2)), ci trebuie introdusă și influența forței $F_{2,3}$ care acționează între nucleonii (2) și (3). În general, teoriile mezonice pot explica

apariția forțelor polinucleonice. Calculele arată că raza de acțiune a unei forțe de ν nucleoni scade cu numărul de nucleoni, cu factorul $\frac{1}{\nu - 1} \times a$, unde a este raza de acțiune a forței nucleare dintre doi nucleoni. Pentru forțe de 2—, 3—, 4—, 5— nucleoni, raza de acțiune scade în ordinea: 1,4; 0,7; 0,47 și 0,35 fm. Dar, ținînd seama de existența forțelor repulsive internucleonice, doi nucleoni nu se pot apropia la o distanță mai mică de 0,5 fm și de aceea, este de așteptat ca forțele binucleonice să fie predominante în structura nucleară față de forțele trinucleonice, tetranucleonice etc. În cazul sistemului format din trei nucleoni (^3_1H, ^3_2He) se estimează că forțele trinucleonice au o contribuție de aproximativ 20%, iar la nucleele complexe, se reduce la 15%.

Numeroase date experimentale și considerații teoretice au demonstrat că forțele nucleare pot fi bine reprezentate prin interacția binucleonică [1], deoarece s-a demonstrat că interacțiile dintre mai mulți nucleoni sînt neglijabile și au o contribuție mică la stabilirea proprietăților nucleare. Teoria nucleelor complexe[2], considerate ca sisteme polinucleonice, este, de aceea, în mare măsură bazată pe teoria interacției binucleonice, care constituie o foarte bună aproximație. În principal, se încearcă într-un mod self-consistent, a se stabili o expresie pentru potențialul nuclear comun în care se mișcă fiecare nucleon, în funcție de potențialul nuclear binucleonic. Desigur, nu ne putem aștepta, spre pildă, ca forța de interacție dintre doi protoni izolați, liberi, să fie identică cu forța exercitată între aceiași protoni legați în nucleu.

1. POTENȚIALUL NUCLEAR

Deoarece în nucleul atomic există numai protoni și neutroni, interacțiile binucleonice se reduc la trei tipuri: neutron-neutron, neutron-proton și proton-proton. Informații asupra proprietăților acestor forțe nucleare, F_{n-n}, F_{n-p} și F_{p-p}, provin din mai multe surse experimentale:

— studiul deuteronului, ca unicul nucleu stabil format din doi nucleoni legați, un neutron și un proton,

— cercetarea teoretică și experimentală a proceselor de împrăștiere binucleonică, neutron-proton și proton-proton,

— studiul proprietăților nucleelor complexe.

Dacă se consideră că forțele nucleare binucleonice, F, sînt centrale, atractive și cu rază mică de acțiune ($\sim 10^{-13}$ cm), pentru potențialul nuclear V se acceptă o valoare negativă:

$$F = -\frac{\partial V}{\partial r} \qquad (V, 1-1)$$

---

[1] M. Moravcsik, „The Two Nucleon Interaction", Clarendon Press, 1963.
E. Wilson, „The Nucleon-Nucleon Interaction", Interscience, 1963.

[2] K. Brueckner, și colab., *Phys. Rev.*, **97**, 1344 (1955); **97**, 1353 (1955); **109**, 1023 (1958); **110**, 431 (1958); **121**, 255 (1961).
H. Bethe, *Phys. Rev.*, **103**, 1353 (1956).
H. Bethe și colab., *Phys. Rev.*, **129**, 225 (1963).

Forma potențialului nuclear trebuie stabilită într-un mod corespunzător, pentru a reda caracteristicile importante ale interacțiilor nucleonice. Dovada că forțele nucleare au un domeniu scurt de acțiune, comparabil cu raza nucleară, este oferită de mai multe date experimentale, dintre care să menționăm în primul rînd faptul că forțele nucleare nu exercită influență

TABLOUL V—2

Unele caracteristici ale nucleelor ușoare

Nucleul	Energia de legătură (MeV)	Numărul de legături nucleare	Legături pe nucleon	Energia de legătură pe nucleon (MeV)
$^{2}_{1}H$	2,20	1	1	2,20
$^{3}_{1}H$	8,33	3	2	2,78
$^{3}_{2}He$	7,60	3	2	2,52
$^{4}_{2}He$	28,11	6	3	4,69

asupra structurii moleculare. Analiza energiei de legătură a nucleelor cele mai ușoare, $^{2}_{1}H$, $^{3}_{1}H$, $^{3}_{2}He$ și $^{4}_{2}He$, demonstrează de asemenea că forțele nucleare au o rază de mică acțiune. Din tabloul V—2 rezultă că energia de legătură pentru nucleele $^{2}_{1}H$, $^{3}_{2}He$ și $^{4}_{2}He$ nu crește proporțional cu numărul de legături binucleonice (1, 3, 6) din aceste nuclee, ci în raporul 1 ; 3,5 ; 12,7, în acord cu valorile experimentale ale energiilor de legătură : $B(^{2}_{1}H)=2{,}20$ MeV, $B(^{3}_{2}He) = 7{,}60$ MeV, $B(^{4}_{2}He) = 28{,}11$ MeV. Acceptînd o mărime de $(2 \div 3) \cdot 10^{-13}$ cm pentru raza de acțiune a forțelor nucleare, rezultă că pentru deuteron, unde energia de legătură este așa de mică, cei doi nucleoni se află aproape jumătate din timp în afara razei de acțiune a forțelor nucleare, în timp ce la nucleul de heliu, care are energia pentru o legătură binucleonică cea mai mare, nucleonii fiind suficient de aproape unii de alții, se găsesc tot timpul în interiorul domeniului de acțiune al forțelor.

În teoria structurii nucleare se utilizează mai multe forme analitice simple pentru potențialul nuclear, care cu o anumită aproximație, conduc la bună concordanță cu datele experimentale. Se presupune că potențialele sînt statice, centrale, au un domeniu de acțiune scurt, sînt monotone și se caracterizează prin doi parametri importanți : intensitatea (adîncimea) de interacție V_0 și raza de acțiune r_n. Cîteva dintre formele de potențial utilizate frecvent, sînt următoarele :

— potențialul rectangular :

$$V(r) = -V_0 \quad r < r_n$$
$$V(r) = 0 \qquad r > r_n \qquad \text{(V, 1—2)}$$

— potențialul exponențial :

$$V(r) = -V_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_n}\right) \qquad \text{(V, 1—3)}$$

— potențialul Gauss :

$$V(r) = - V_0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_n^2}\right) \qquad (V, 1-4)$$

— potențialul Yukawa :

$$V(r) = - V_0 \frac{\exp\left(\frac{r}{r_n}\right)}{\frac{r}{r_n}} \qquad (V, 1-5)$$

— potențialul Woods-Saxon :

$$V(r) = - V_0\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_n}{0{,}22 \cdot a}\right)\right]^{-1} \qquad (V, 1-6)$$

— potențialul cu miez rigid :

$$V(r) = + V_0' \to \infty \qquad r > r_c$$
$$V(r) = - V_0 f\left(\frac{r}{r_n}\right); \qquad r > r_c \qquad (V, 1-7)$$

În figura V — 1 se prezintă forma analitică a acestor potențiale. Expresia matematică simplă permite utilizarea comodă în calculele de

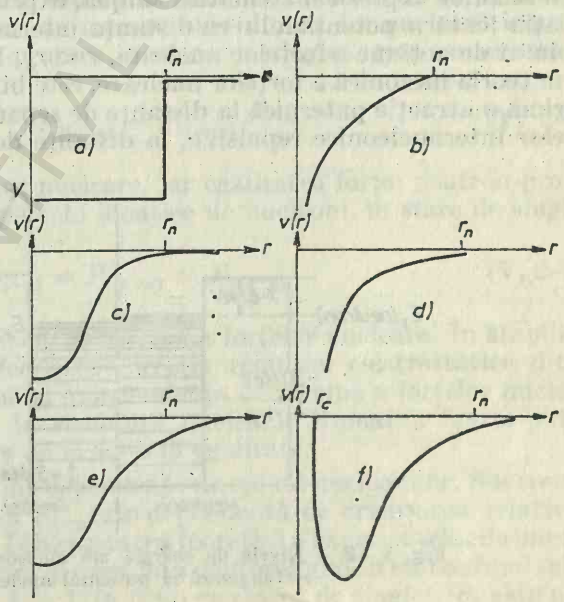


Fig. V—1. — Forma analitică a potențialelor nucleare ; *a*) rectangular ; *b*) exponențial ; *c*) gaussian ; *d*) Yukawa ; *e*) Woods-Saxon ; *f*) miez rigid.

structură nucleară, atît pentru nucleoni liberi, cît și pentru cei legați în nucleu, pînă la energii de ~ 300 MeV, unde nu sînt necesare corecții de relativitate, introducerea unui potențial dependent de viteză și unde nu apar

încă noi procese nucleare, ca de exemplu, producerea de mezoni π în ciocnirea nucleonică. Așa cum se poate observa din figurile V—1*a* — *e*, potențialele nucleare se anulează pentru distanțe internucleonice ce depășesc puțin raza de acțiune r_n, fiind diferită forma potențialului, pentru $r < r_n$, în domeniul interacției nucleonice. Acestea se caracterizează prin cei doi parametri V_0 și r_n, indicați mai sus, corelați prin expresia :

$$V_0 \cdot r_n^2 = \text{const.} \qquad \text{(V, 1—8)}$$

care este valabilă pentru fiecare formă de potențial. După cum rezultă din ecuația (V, 1—8), la valori mari ale adîncimii potențialului deinteracțiune corespund raze mici de acțiune a forțelor nucleare, ceea ce caracterizează o interacție nucleonică puternică.

Forma de potențial frecvent utilizată este potențialul rectangular, care datorită expresiei matematice simple, s-a aplicat la tratarea multor probleme de structură nucleară și teoria reacțiilor nucleare, deși exprimă realitatea cu aproximație grosieră. Cercetările experimentale asupra împrăștierii neutronilor și protonilor de către nuclee, au arătat că adîncimea gropii de potențial este de ~ 45 MeV. Ținînd seamă că energia de separare a unui nucleon este de ~8 MeV, urmează că nucleonii pot ocupa nivele de energie discrete între baza gropii de potențial și nivelul de zero. O reprezentare schematică a nivelelor de energie ale neutronilor și protonilor în groapa rectangulară de potențial nuclear este redată în figura V—2. Energiile Fermi, E_F, ale nucleonilor sînt funcții de A și Z. Potențialele exponențial și gaussian,de expresie matematică simplă, exprimă în forme puțin diferite, variația lentă a potențialului cu distanța internucleonică în interiorul domeniului de acțiune a forțelor nucleare, $r < r_n$. Potențialul Yukawa, utilizat în teoria mezonică a forțelor nucleare, este bine fundamentat teoretic și exprimă o atracție puternică la distanțe de separare foarte mici. Existența forțelor internucleonice repulsive, la distanțe de separare r_c, mai mici de

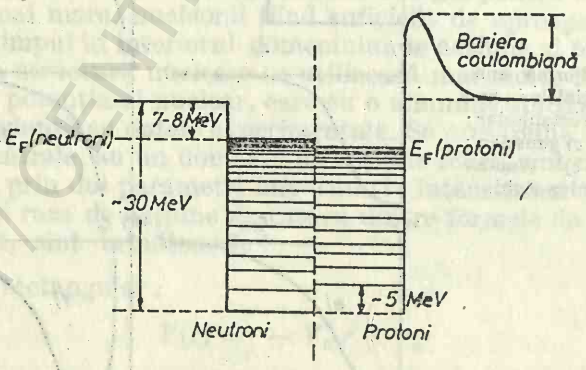


Fig. V—2. — Nivele de energie ale nucleonilor în groapa rectangulară de potențial nuclear.

$\sim 0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm, este exprimată prin potențialul Reid cu miez rigid (*hard core*) sau miez moale (*soft core*) după cum creșterea energiei potențiale (în domeniul valorilor pozitive) este mai mult sau mai puțin abruptă. Un poten-

țial binucleonic mult utilizat este potențialul Hamada-Johnston[1] care conține 12 componente dintre care șase potențiale statice cu miez rigid, potențiale dependente de moment și potențiale tensoriale. În teoria mezonică este bine cunoscut „potențialul de schimb de un pion" (*OPEP, one — pion exchange potential*) care reprezintă o formă mai dezvoltată a potențialului Yukawa (V, 1—5). O analiză sistematică a potențialelor binucleonice este prezentată de Roy și Nigam [2].

2. PROPRIETĂȚILE GENERALE ALE FORȚELOR NUCLEARE

Interpretarea teoretică a datelor experimentale obținute din cercetarea proceselor de împrăștiere binucleonică, a deuteriului și a nucleelor complexe, a condus la stabilirea unor proprietăți generale ale forțelor nucleare, care sînt enumerate mai jos:

— Forțele nucleare care acționează între nucleoni sînt *puternice* și întrec în intensitate forțele electromagnetice exercitate la nivel atomic și molecular. Existența nucleelor stabile și valoarea mare a energiei de legătură oferă confirmarea acestei proprietăți.

— Forțele nucleare sînt *atractive*, sau au o componentă dominantă atractivă.

— Sînt forțe cu rază scurtă de acțiune, care se manifestă pe o distanță de $(1 \div 2) \cdot 10^{-13}$ cm după care se anulează repede.

— Forțele nucleare nu depind de sarcina nucleonilor care interacționează. Egalitatea forțelor de interacțiune dintre doi nucleoni identici, neutron-neutron și proton-proton, în stare de singlet, este cunoscută ca

$$F_{1(n-n)} = F_{1(p-p)} \qquad (V, 2-1)$$

simetria de sarcină a forțelor nucleare, iar egalitatea forței neutron-proton cu forțele nucleare dintre perechi identice de nucleoni, în stare de singlet,

$$F_{1(n-p)} = F_{1(n-n)} = F_{1(p-p)} \qquad (V, 2-2)$$

este cunoscută ca *independența de sarcină* a forțelor nucleare. În stabilirea acestor egalități a fost efectuată corecția repulsiei electrostatice dintre protoni. Simetria de sarcină și independența de sarcină a forțelor nucleare au consecințe importante în structura nucleară. Numai în foarte puține cazuri s-a observat abatere de la această egalitate.

— Forțele nucleare sînt dependente de spinul nucleonilor. S-a constatat că forța internucleonică F_{n-p} este dependentă de orientarea relativă a spinului celor doi nucleoni. Interpretarea teoretică a experiențelor de împrăștiere neutron-proton, precum și existența deuteronului în starea fundamentală $^3S_1$, cu spinul nuclear $I = 1$, în timp ce starea de singlet $^1S_0$ este nele-

---

[1] T. Hamada, I. Johnston, *Nucl. Phys.*, **34**, 382 (1963).

[2] R. Roy, B. Nigam, „Nuclear Physics", N.Y., 1967, p. 111 : „Phenomenoly of the Two-Nucleon Interaction".

gată, dovedesc că forța nucleară în starea de triplet este mai puternică decît în starea de singlet:

$$F_{3_{(n-p)}} > F_{1_{(n-p)}} \qquad (V, 2-3)$$

— Forțele nucleare au proprietatea de *saturare*. Valoarea constantă a energiei medii pentru un nucleon, $\frac{E}{A} \simeq 8$ MeV (saturarea în energia de legătură nucleară) și volumul constant al unui nucleon $\frac{\mathcal{V}}{A} \simeq 10^{-39}\,\text{cm}^3$ (saturarea în densitate), observate pentru nuclee cu $A > 20$, sugerează că forțele nucleare se saturează, adică un nucleon interacționează numai cu un număr puternic limitat de nucleoni, învecinați.

— O proprietate importantă este caracterul de schimb al interacțiilor nucleonice. Schimbul de sarcină, spin, sau coordonată spațială în interacția binucleonică determină apariția unei *forțe nucleare de schimb*. În teoria mezonică a forțelor nucleare, se presupune că se realizează în mod continuu un schimb de mezoni, forța dintre nucleoni acționînd prin intermediul unui cîmp mezonic.

— Forțele nucleare conțin o componentă de forță necentrală, numită *forță tensorială*, a cărei mărime depinde de unghiul dintre direcția spinului și dreapta care unește cei doi nucleoni. Existența momentului electric de cuadrupol la nuclee constituie dovada experimentală a acțiunii forțelor tensoriale.

— Experiențele de împrăștiere nucleonică la energii mai mari de 300 MeV, au demonstrat că la distanțe foarte mici de separare nucleon-nucleon, interacțiunea devine foarte puternic repulsivă. În calculul potențialului binucleonic se consideră existența unui miez rigid, asimilat cu o sferă rigidă, al cărui diametru este $\sim 0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm.

3. SISTEMUL BINUCLEONIC

Multe informații asupra forțelor nucleare s-au obținut din studiul sistemelor nucleare formate din doi nucleoni în stare liberă sau în stare legată, la energii mici, pînă la ~ 10 MeV. Experiențele de împrăștiere binucleonică s-au realizat pentru sistemele neutron-proton și proton-proton. Procesele de împrăștiere neutron-neutron nu au putut fi studiate experimental datorită dificultăților întîmpinate în obținerea țintelor de neutroni.

Unicul sistem legat binucleonic întîlnit în natură, este deuteronul, care se compune dintr-un proton și un neutron. Celelalte două posibilități de formare a unui nucleu binucleonic, din doi neutroni (bineutronul, $^2_2$n) sau din doi protoni (biprotonul, $^2_2$He) nu se realizează. Aceasta nu înseamnă că forța nucleară neutron-proton este diferită de forța nucleară bineutronică sau biprotonică, ci este o manifestare a principiului de excluziune al lui Pauli aplicat la nucleoni. Spinul izobar T, al acestui sistem, poate să ia valorile $T = 1$ și $T = 0$. Pentru $T = 1$, valorile componentei z, vor fi: $T_z = -1, 0, +1$. Valorii $T_z = -1$ îi corespunde un sistem format din

doi neutroni $\left(t_z = -\frac{1}{2}\right)$, pentru componenta $T_z = 0$ corespunde sistemul format din neutron și proton, iar pentru valoarea $T_z = +1$ sistemul este format din doi protoni. Deci, spinului izobar $T = 1$ îi corespunde tri-

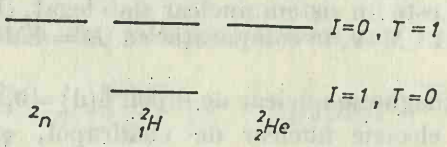


Fig. V—3. — Stările analoage izobare ale sistemului de doi nucleoni.

pletul izobar neutron-neutron, neutron-proton și proton-proton. Pentru aceste stări, funcția de undă totală, antisimetrică Ψ_n, se realizează din funcția de undă spațială simetrică (l par) cu funcția de undă de spin antisimetrică ($I = 0$) sau funcția spațială antisimetrică (l impar) cu funcția de spin simetrică ($I = 1$); funcția de undă de sarcină este simetrică. Componentele acestui triplet, ale cărui stări satisfac principiul lui Pauli[1]), au aceiași spini, aceeiași structură internă și aceeași paritate. Prin urmare, pentru $T = 1$, sînt posibile numai sistemele formate din doi protoni sau doi neutroni: $^1S_0$, $^3P_0$, adică în stările de singleți pari și tripleți impari. Pentru $T = 0$, sistemul nuclear este format dintr-un neutron și un proton și funcția de undă totală antisimetrică se compune din funcția de undă spațială simetrică (l par) cu funcția de undă de spin simetrică ($I = 1$) sau funcția spațială antisimetrică (l impar) cu funcția de spin antisimetrică ($I = 0$); funcția de undă de sarcină este antisimetrică. Stările acestui sistem sînt $^3S_0$, $^1P_1$, adică tripleți pari și singleți impari. În figura V—3 sînt reprezentate schematic nivele de energie pentru sistemul binucleonic. Valorile identice ale energiei stărilor nucleare cu $T = 1$, demonstrează independența de sarcină a forțelor nucleare. În funcție de spinul izobar, această proprietate poate fi formulată ca *invarianța izobară* a forțelor nucleare, care arată că interacția oricărei perechi de nucleoni în stările $T = 1$, este aceeași.

Teoria împrăștierii nucleonice la energii mici demonstrează că doi neutroni sau doi protoni nu pot forma un sistem nuclear legat, arătînd că lungimea de împrăștiere este negativă.

4. TEORIA ELEMENTARĂ A DEUTERONULUI

Tratarea teoretică, cuanto-mecanică a deuteronului și interpretarea unor proprietăți nucleare determinate experimental, a permis cunoașterea structurii acestuia și obținerea unor informații importante asupra multor proprietăți ale forțelor nucleare.

---

[1]) Conform principiului generalizat al lui Pauli, suma numerelor cuantice, I, I și T ale unui sistem binucleonic este un număr impar, adică $(-1)^{L+I+T} = -1$.

Sînt bine cunoscute cîteva proprietăți:

— Spinul nuclear, $I = 1$, demonstrează stabilitatea sistemului neutron-proton în stare de triplet ($I = l + S = 0 + 1 = 1$; $\pi = (-1)^l = (-1)^0 = +1$).

— Energia de legătură mică, $B(^2_1\mathrm{H}) = 2{,}226 \pm 0{,}003$ MeV, dovedește că deuteronul este un sistem nuclear slab legat. (Energia de legătură pe nucleon este 1,113 MeV, în comparație cu $B = 8$MeV pentru cele mai multe nuclee).

— Momentul magnetic nuclear de dipol, $\mu(\mathrm{d}) = 0{,}85735 \pm 0{,}00003\mu_N$.

— Momentul electric nuclear de cuadrupol, $q = 2{,}82 \cdot 10^{-27}$ cm^2.

— Mărimea nucleului este $\sim 4{,}31 \cdot 10^{-13}$ cm. Fiind de două ori mai mare decît raza de acțiune a forțelor nucleare, constituie o altă dovadă a slabei legături nucleare manifestate în deuteron.

Din interpretarea mărimilor momentelor nucleare ale deuteronului, se pot trage concluzii asupra nivelelor de energie și a naturii forțelor de interacție. Pentru un sistem format din doi nucleoni, este de așteptat ca momentul magnetic nuclear total să fie egal cu suma vectorială a momentelor magnetice de spin și orbital ale nucleonilor. Dacă se presupune că deuteronul se află în starea $L = 0$, mișcarea orbitală nu aduce o contribuție la momentul magnetic total $\mu(\mathrm{d})$ și valoarea sa ar trebui să fie dată de suma momentelor magnetice ale neutronului și protonului: $\mu(\mathrm{d}) = \mu(\mathrm{p}) + \mu(\mathrm{n}) = 2{,}792782 - 1{,}913148 = 0{,}879634\ \mu_N$. Momentul magnetic de dipol măsurat, este însă mai mic: $0{,}85735\ \mu_N$. Diferența de 2,5%, deși este mică, întrece eroarea experimentală, ceea ce demonstrează neadditivitatea momentelor magnetice nucleonice și sugerează că deuteronul nu se află într-o stare S pură. Presupunerea este confirmată de existența momentului electric nuclear de cuadrupol, care indică prezența stărilor $L \neq 0$. Pentru o stare S pură, funcția de undă nucleară are simetrie sferică și deci $q = 0$. Astfel, starea fundamentală a deuteronului este un amestec de stări. Deoarece spinul intrinsec este unitar ($S = 1$), rezultă că momentul unghiular orbital L poate lua valorile 0, 1 și 2. Din condiția de conservare a parității, în funcția de undă nucleară pot fi prezente numai valori ale lui L pare sau impare, astfel că se pot combina numai stările cu $L = 0$ și $L = 2$; deci este posibil amestecul de stări: $^3S_1$ și $^3D_1$.

Neadditivitatea momentelor magnetice de dipol nucleonice și valoarea mică a momentului electric de cuadrupol (care indică o abatere mică de la forma sferică a nucleului), demonstrează că forțele nucleare internucleonice, în afară de caracterul central, depind de orientarea spinului nucleonilor față de direcția care îi unește, fiind deci forțe tensoriale.

În studiul deuteronului se consideră că forța care acționează între neutron și proton este centrală, adică energia potențială de interacție $U(r)$ depinde numai de distanța dintre nucleoni. Ecuația lui Schrödinger pentru două particule, admite o soluție exactă dacă se cunoaște expresia energiei de interacție:

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot [E - U(r)]\Psi = 0 \qquad (\mathrm{V}, 4-1)$$

unde M este masa redusă a sistemului : $M = \frac{m_p \cdot m_n}{m_p + m_n} = \frac{1}{2} m_p \simeq \frac{1}{2} m_n$.

Deoarece în cazul unui cîmp cu simetrie sferică :

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot \Theta(\theta, \varphi) \qquad (V, 4-2)$$

funcția de undă radială $R(r)$ satisface expresia :

$$\frac{d^2R(r)}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dR(r)}{dr} + \frac{8\pi^2 M}{h^2}[E - U(r)]R(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}R(r) = 0 \qquad (V, 4-3)$$

Făcînd substituția : $u_l(r) = R(r) \cdot r$, ecuația (V, 4—3) devine :

$$\frac{d^2u_l(r)}{dr^2} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot [E - U(r)]\, u_l(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} u_l(r) = 0 \qquad (V, 4-4)$$

Ultimul termen din paranteză reprezintă *energia potențială centrifugală*, care corespunde forței centrifuge clasice pentru momentul unghiular $[l(l+1)]^{1/2} \cdot \hbar^2$ și are acțiune repulsivă, a cărei contribuție crește cu l, așa cum rezultă din figura V—4. Pentru starea $S(l = 0)$ potențialul centrifugal se anulează și ecuația (V, 4—4) devine :

$$\frac{d^2u_l(r)}{dr^2} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot [E - U(r)]\, u_l(r) = 0 \qquad (V, 4-5)$$

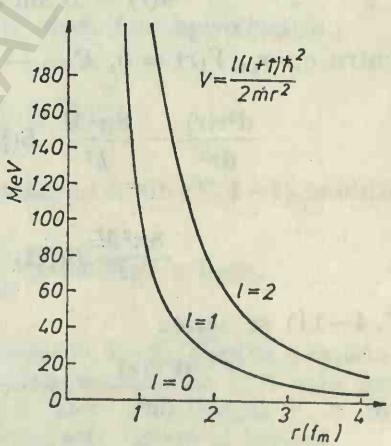


Fig. V — 4. — Potențialul centrifugal pentru sistemul neutron-proton.

În rezolvarea acestei ecuații se utilizează formele analitice (V, 1—2) — (V, 1—7) pentru potențialul de interacție $V(r)$. Forma folosită frecvent este potențialul dreptunghiular (V, 1—2) :

$$V(r) = -D \qquad \text{pentru } r < r_n$$

$$V(r) = 0 \qquad \text{pentru } r > r_n$$

BCU ASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ecuația (V, 4—5) va avea forme diferite pentru aceste două cazuri, în interiorul și în afara gropii de potențial:

— pentru $r < r_n$, $V(r) = -D$, $E = -B(^2_1\mathrm{H})$ și (V, 4—5) devine:

$$\frac{\mathrm{d}^2u(r)}{\mathrm{d}r^2} + \frac{8\pi^2M}{h^2}[V_0 - B(^2_1\mathrm{H})]\cdot u(r) = 0 \qquad (\mathrm{V}, 4-6)$$

unde $B(^2_1\mathrm{H})$ este energia de legătură a deuteronului. Dacă punem:

$$\frac{8\pi^2M}{h^2}[D - B(^2_1\mathrm{H})] = k^2 \qquad (\mathrm{V}, 4-7)$$

unde k este numărul de undă, ecuația (V, 4—6) ia forma:

$$\frac{\mathrm{d}^2u(r)}{\mathrm{d}r^2} + k^2\cdot u(r) = 0 \qquad (\mathrm{V}, 4-8)$$

Soluția acestei ecuații este de forma:

$$u(r) = A\cos k\cdot r + B\sin k\cdot r \qquad (\mathrm{V}, 4-9)$$

Din condiția de continuitate a funcției $u(r)$ în origine, rezultă $A = 0$ și (V, 4—9) devine, în interiorul gropii de potențial:

$$u(r) = B\sin k\cdot r. \qquad (\mathrm{V}, 4-10)$$

— pentru $r > r_n$, $V(r) = 0$, $E = -B(^2_1\mathrm{H})$ și (V, 4—5) devine:

$$\frac{\mathrm{d}^2v(r)}{\mathrm{d}r^2} - \frac{8\pi^2M}{h^2}B(^2_1\mathrm{H})\cdot v(r) = 0 \qquad (\mathrm{V}, 4-11)$$

Notînd:

$$\frac{8\pi^2M}{h^2}B(^2_1\mathrm{H}) = \varkappa^2 \qquad (\mathrm{V}, 4-12)$$

ecuația (V, 4—11) se scrie:

$$\frac{\mathrm{d}^2v(r)}{\mathrm{d}r^2} - \varkappa^2\cdot v(r) = 0 \qquad (\mathrm{V}, 4-13)$$

Soluția acestei ecuații este de forma:

$$v(r) = a\cdot \mathrm{e}^{\varkappa r} + b\cdot \mathrm{e}^{-\varkappa r} \qquad (\mathrm{V}, 4-14)$$

Deoarece pentru $r \to \infty$, funcția $v(r)$ trebuie să fie finită, constanta a din (V, 4—14) este nulă și deci:

$$v(r) = b\cdot \mathrm{e}^{-\varkappa r} \qquad (\mathrm{V}, 4-15)$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Punem condiția de continuitate a funcțiilor $u(r)$ și $v(r)$ și a derivatelor lor de ordinul unu, $\frac{du(r)}{dr}$ și $\frac{dv(r)}{dr}$ la frontieră, pentru $r = r_n$ și obținem:

$$B \sin k\, r_n = b \cdot e^{-\varkappa r_n} \qquad (V, 4-16)$$

$$Bk \cdot \cos k \cdot r_n = -b \cdot \varkappa \cdot e^{-\varkappa r_n} \qquad (V, 4-17)$$

Din raportul acestor două expresii, rezultă:

$$k \operatorname{ctg} k \cdot r_n = -\varkappa \qquad (V, 4-18)$$

de unde:

$$\operatorname{ctg} k \cdot r_n = -\frac{\varkappa}{k} = -\left[\frac{B(^2_1\mathrm{H})}{V_0 - B(^2_1\mathrm{H})}\right]^{1/2} \qquad (V, 4-19)$$

Deoarece $B(^2_1\mathrm{H}) \ll V_0$, expresia (V, 4—19) se scrie:

$$\operatorname{ctg} k \cdot r_n = -\frac{B(^2_1\mathrm{H})}{V_0} \qquad (V, 4-20)$$

Semnul negativ al expresiei $\operatorname{ctg} k \cdot r_n$ arată că $\operatorname{ctg} k \cdot r_n > \frac{\pi}{2}$; datorită valorii absolute mici a acesteia, se poate face aproximația:

$$k \cdot r_n \simeq \frac{\pi}{2} \qquad (V, 4-21)$$

Înlocuind în (V, 4—21) expresia mărimii k din (V, 4—7), se obține în final:

$$V_0 \cdot r_n^2 \simeq \frac{h^2}{16M} \simeq 1{,}0 \text{ MeV} \times \text{barn}. \qquad (V, 4-22)$$

rezultat care a fost indicat în relația (V, 1—8). Pentru a evalua adîncimea gropii de potențial V_0, trebuie determinată pe altă cale independentă valoarea lui r_n. Luînd $R \simeq r_n \simeq 2 \cdot 10^{-13}$ cm, rezultă $V_0 \simeq 30$ MeV, ceea ce dovedește că groapa de potențial este *adîncă* și *îngustă*.

Valoarea mică a energiei de legătură a deuteronului, de numai 2,226 MeV, demonstrează că nivelul său fundamental este situat aproape de marginea gropii de potențial, ceea ce determină stabilitatea mică a nucleului de deuteriu. În figura V—5 este prezentată forma gropii de potențial a deuteronului și funcțiile de undă $u(r)$ pentru stările de triplet și singlet. Din forma funcției de undă pentru starea de triplet se poate deduce că în afara gropii de potențial, funcția $u(r)$ descrește exponențial. Din evaluarea probabilității de existență a sistemului de doi nucleoni la distanța $r > r_n$,

rezultă că acesta se poate afla în afara gropii de potențial în aproximativ 40% din cazuri. Astfel, dimensiunea deuteronului este în medie mai mare decît raza de acțiune a forțelor nucleare. Într-adevăr, dacă în relația

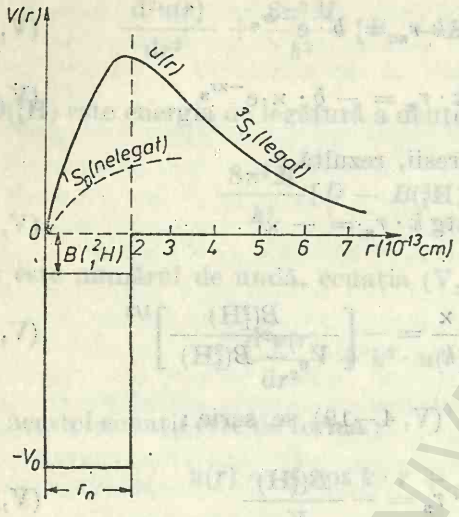


Fig. V—5. — Funcțiile de undă radiale pentru stările de triplet și singlet ale deuteronului, în aproximația gropii rectangulare de potențial.

(V, 4—12) se introduce $B(^2_1H)=2{,}226$ MeV, rezultă : $r=\frac{1}{\varkappa}\simeq 4{,}32\cdot 10^{-13}$ cm.

Au fost efectuate calcule pentru diferite forme ale potențialului central (V, 1—2) — (V, 1—7) în scopul verificării corelației (V, 1—8). Deoarece ecuațiile acestor potențiale sînt complexe, rezolvarea ecuației lui Schrödinger este posibilă prin utilizarea unor metode numerice sau de aproxi-

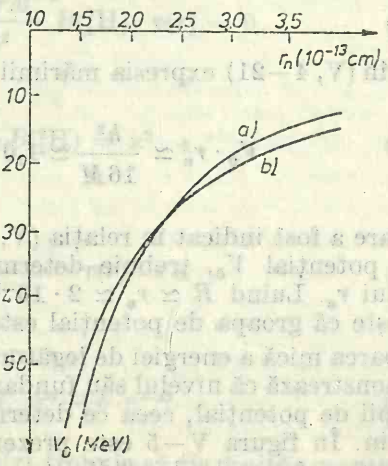


Fig. V—6. — Corelația V_0, r_n la deuteron.

mație. Pentru exemplificare, în figura V—6 se prezintă corelația dintre V_0 și r_n, pentru deuteron, în starea fundamentală, acceptînd forma rectangulară (*a*) și exponențială (*b*) a potențialului nuclear.

Cu aceste argumente se poate demonstra, urmînd procedeul de mai sus, că nu se pot realiza stări ale deuteronului cu $l \neq 0$, deci sistemul legat de doi nucleoni în stare excitată nu poate exista. Este de menționat diferența dintre această proprietate a nucleului de deuteriu, ca rezultat al manifestării forțelor nucleare și însușirea atomului de hidrogen de a forma mai multe stări excitate, determinată de acțiunea forțelor electrostatice.

După cum s-a arătat, cunoașterea energiei de legătură a deuteronului permite numai stabilirea unei corelații între adîncimea gropii de potențial și raza de acțiune a forțelor nucleare prin ecuația (V, 4—22), fără ca acestea să se poată determina împreună. Alte informații asupra naturii forțelor nucleare din studiul deuteronului nu se mai pot obține. Posibilitatea de determinare separată a acestor doi parametri, precum și obținerea de noi date asupra proprietăților forțelor nucleare (dependența de spin, dependența de viteză, caracterul de schimb ș.a.). este oferită de cercetarea teoretică și experimentală a fenomenelor de împrăștiere binucleonică, cînd se realizează un sistem binucleonic nelegat. Cîteva dintre problemele teoretice mai importante ale împrăștierii binucleonice, din care s-au extras cunoștințe prețioase asupra însușirilor forțelor nucleare, sînt expuse în capitolul următor.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY

Capitolul VI

ÎMPRĂȘTIEREA BINUCLEONICĂ

Cea mai utilă tehnică experimentală pentru cercetarea forțelor nucleare este ciocnirea binucleonică, în care un flux de neutroni sau protoni este împrăștiat de către o țintă de protoni constituită din hidrogen molecular sau un compus chimic bogat în hidrogen[1]. Realizarea diverselor tipuri de acceleratori de particule, cu performanțe tehnice superioare de energii din ce în ce mai mari, a permis cercetarea proceselor de interacție neutron-proton și proton-proton, într-un domeniu larg de energie a nucleonului incident, cuprins între 0,01 și 300 MeV. Cu creșterea energiei neutronului (protonului) incident, lungimea de undă asociată acestuia se micșorează, apropiindu-se de raza de acțiune a forțelor nucleare, ceea ce face posibilă explorarea amănunțită a potențialului nuclear. Datorită dificultăților tehnice în obținerea țintelor de neutroni, nu s-a putut studia experimental împrăștierea neutron-neutron. Există însă dovezi convingătoare indirecte asupra forțelor care acționează între neutroni, obținute din studiul împrăștierii neutronilor rapizi de către moleculele de D_2O și H_2O.

1. SECȚIUNEA EFICACE DE ÎMPRĂȘTIERE BINUCLEONICĂ

În cercetarea experimentală a ciocnirilor binucleonice se determină probabilitatea de împrăștiere a nucleonilor incidenți cu un anumit unghi — ca urmare a acțiunii potențialului nuclear — în funcție de energia inițială a acestora.

Probabilitatea de desfășurare a procesului de împrăștiere este dată de raportul :

$$-\frac{dN}{N}=\frac{n\cdot S\,dx\,\sigma}{S}=\sigma\cdot n\cdot dx \qquad \text{(VI, 1—1)}$$

unde N este numărul de nucleoni incidenți, dN numărul de nucleoni împrăștiați, S suprafața totală a țintei cu grosimea dx, iar n numărul de nucleoni pe unitatea de volum, din țintă. Mărimea σ are dimensiunea unei suprafețe și se numește *secțiune eficace geometrică*. Pentru ținte foarte subțiri (dx mic), $dN \ll N$ și ecuația (VI, 1—1) se poate utiliza pentru calculul secțiunii eficace. Dacă ținta este mai groasă, prin integrarea acestei ecuații se obține :

---

[1] H. Enge, op. cit., p. 51.

F. Melkonian, *Phys. Rev.*, **76**, 1750 (1949); J. Rainwater, W. Havens, J. Dunning, C. Wu, *Phys. Rev.*, **73**, 733 (1948); R. Adair, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 249 (1950); C. Storrs, D. Frisch, *Phys. Rev.*, **95**, 1252 (1954).

$N = N_0 e^{-n \cdot \sigma \cdot x}$, de unde rezultă numărul total de nucleoni împrăștiați de țintă, $N_{imp.}$:

$$N_{imp.} = N_0(1 - e^{-n\sigma x}) \qquad (VI, 1-2)$$

Din măsurarea experimentală a mărimilor N_0 (numărul inițial de nucleoni din flux) și N_{imp} se poate calcula secțiunea eficace. Pentru a obține informații asupra direcției nucleonilor împrăștiați, se utilizează *secțiunea eficace diferențială*, $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$. Interpretarea acestei mărimi oferă indicații asupra naturii și razei de acțiune a forțelor nucleare. Numărul de nucleoni împrăștiați de o țintă subțire în elementul de unghi solid $\Delta\Omega$, $\Delta N_{imp.}(\theta, \varphi)$ este dat de relația :

$$\frac{\Delta N_{imp.}(\theta, \varphi)}{N_0} = n \cdot x \cdot \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \Delta\Omega \qquad (VI, 1-3)$$

Semnificația unghiurilor θ și φ rezultă din figura VI—1. Secțiunea eficace de împrăștiere totală σ se obține prin integrare :

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \cdot \sin\theta \cdot d\theta \qquad (VI, 1-4)$$

Dacă nucleonii din fluxul incident și țintă sînt nepolarizați (direcțiile spinilor sînt distribuite întîmplător) secțiunea eficace diferențială este independentă de φ și integrala (VI, 1—4) devine :

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \cdot \sin\theta \cdot d\theta \qquad (VI, 1-5)$$

Variația secțiunii eficace diferențiale cu unghiul de împrăștiere θ, în sistemul centrului de masă, într-un domeniu larg de energie, pentru

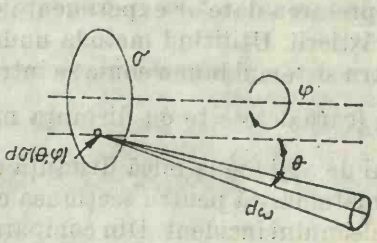


Fig. VI —1. — Secțiunea eficace diferențială de împrăștiere nucleonică.

împrăștierea neutron-proton și proton-proton este reprezentată în figura VI—2. La energii mici, distribuția unghiulară este izotropă pentru împrăștierea neutron-proton și devine treptat anizotropă cu creșterea energiei, avînd o simetrie în jurul unghiului de 90°. La energii mari distribuția unghiu-

lară devine asimetrică. După cum se va arăta, independența secțiunii eficace diferențiale de unghiul de împrăștiere, la energii mici, constituie o dovadă a razei scurte de acțiune a forțelor nucleare. Distribuția unghiulară

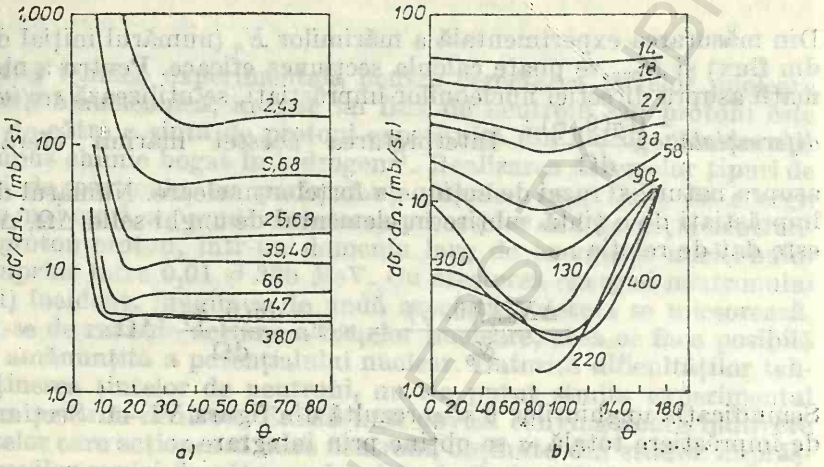


Fig. VI —2. — Variația secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere nucleonică cu unghiul de împrăștiere, la diferite energii. *a*) împrăștierea proton-proton; *b*) împrăștierea neutron-proton.

în împrăștierea proton-proton este practic izotropă, iar pentru unghiuri mai mici de 20° se înregistrează o creștere abruptă a secțiunii eficace diferențiale în întregul domeniu de energie a protonilor incidenți. Forma diferită a curbelor $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$ se datorește unor particularități ale sistemului proton-proton, cum sînt de exemplu, influența interacției electrostatice și identitatea nucleonilor.

Experiențele de dublă împrăștiere nucleonică s-au dovedit a fi utile, oferind informații asupra interacției spin-orbită.

Interpretarea datelor experimentale se face cu ajutorul teoriei cuantice a împrăștierii. Utilizînd metoda undelor parțiale, în ecuația lui Schrödinger pentru sistemul binucleonic se introduce potențialul nuclear de simetrie sferică (care descrește cu distanța mai repede decît $\frac{1}{r}$, ca urmare a caracterului de acțiune la mică distanță a forțelor nucleare) și se stabilește o expresie matematică pentru secțiunea eficace de împrăștiere în funcție de energia nucleonului incident. Din compararea calculelor teoretice cu valorile determinate experimental, se pot trage concluzii asupra unor caracteristici ale forțelor nucleare.

Pentru cercetarea împrăștierii binucleonice la energii mici s-a dezvoltat un formalism matematic care cuprinde doi parametri importanți:

lungimea de împrăștiere a, introdusă de Fermi [1] și *raza eficace* r_e (*effective range*) a potențialului nuclear [2].

Unele considerații teoretice asupra împrăștierii binucleonice la energii mici ($\sim$ 10 MeV) și la energii mari, pînă la 300 MeV, vor fi prezentate în capitolele VI și VII.

2. ÎMPRĂȘTIEREA NEUTRON-PROTON LA ENERGII MICI

Cercetarea teoretică a împrăștierii neutron-proton a fost inițiată de Wigner [3], pe baza lucrărilor lui Massey [4] asupra împrăștierii neutronilor de către nuclee grele. S-au efectuat numeroase studii experimentale asupra acestui sistem, care au oferit un bogat material pentru interpretarea și verificarea rezultatelor teoretice. Măsurătorile experimentale s-au referit la secțiunea eficace totală și distribuția unghiulară în funcție de energia neutronilor incidenți. Contribuția predominantă la secțiunea eficace totală de interacțiune neutron-proton este împrăștierea elastică. Secțiunea eficace pentru reacția nucleară ^1H (n, γ) ^2H este neglijabilă (0,05 barn pentru neutroni cu energia de 1 eV) și descrește cu $\frac{1}{v}$, unde v este viteza neutronilor.

În studiul ciocnirilor neutron-proton, se consideră protonul ca fiind liber, dacă acesta nu intră în compoziția unor molecule. În multe cazuri experiențele se realizează cu molecule care conțin o fracțiune mare de atomi de hidrogen. Dacă energia neutronilor incidenți este mai mare decît energia de legătură a atomilor de hidrogen din molecule, procesul de ciocnire se produce la fel ca și în cazul protonilor liberi. Deoarece energia de legătură a atomilor de hidrogen este de ordinul a 1 eV, influența legăturii chimice asupra procesului de împrăștiere se manifestă numai pentru neutroni de energii foarte mici, care posedă viteze termice.

Secțiunea eficace de împrăștiere neutron-proton. Procesul de împrăștiere a unui flux de neutroni de către un centru împrăștietor (țintă de protoni) prin ciocnire elastică, sub acțiunea unui potențial nuclear central $V(r)$, este descris cantitativ cu ajutorul teoriei cuantice a ciocnirilor elastice [5].

O imagine schematică a procesului de împrăștiere, în reprezentarea ondulatorie, este redată în figura VI—3. Fluxul incident, colimat de neutroni n, reprezentat prin unda plană incidentă $\Psi_{inc.}$ este împrăștiat în toate direcțiile prin ciocnire elastică, de către centrul împrăștietor p. Neutronii împrăștiați se propagă sub forma unei unde sferice $\Psi_{imp.}$. În direcția fluxu-

---

[1] E. Fermi, L. Marshall, *Phys. Rev.*, **71**, 666 (1947).

[2] H. Bethe, *Phys. Rev.*, **76**, 38 (1949); J. Blatt, J. Jackson, *Phys. Rev.*, **76**, 18 (1949); J. Jackson, J. Blatt, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 77 (1950).

[3] E. Wigner, *Zeit. f. Phys.*, **83**, 253 (1933).

[4] H. Massey, *Proc. Roy. Soc.*, A **138**, 460 (1932).

[5] H. Faxen, J. Holtsmark, *Z. für Phys.*, **45**, 307 (1927).

lui incident, la detector, la distanță mare de centrul împrăștietor, se înregistrează unda incidentă și unda împrăștiată (nu are loc interferență între ambele pachete de undă).

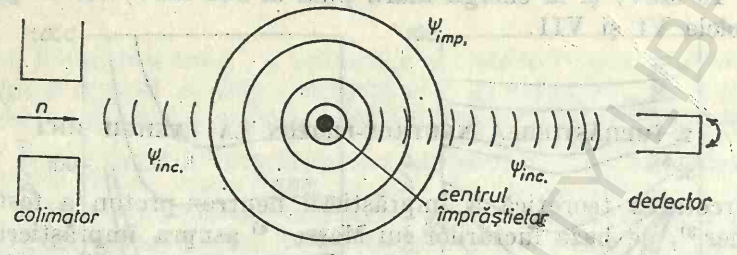


Fig. VI—3. — Reprezentarea schematică a împrăștierii neutron-proton.

Funcția de undă care descrie fluxul incident de neutroni, care se mișcă în direcția z, cu moment constant, este de forma :

$$\Psi_{inc.} = e^{ikz} = e^{ikr\cos\theta} \qquad \text{(VI, 2—1)}$$

unde $k = \frac{\sqrt{2ME}}{\hbar}$. Semnificația mărimilor r și θ rezultă din figura VI—4, care redă împrăștierea în sistemul centrului de masă. Unda plană (VI, 2—1) se poate dezvolta într-o serie de unde parțiale cu moment unghiular l :

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, i^l \cdot j_l(kr) \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 2—2)}$$

unde $P_l(\cos\theta)$ reprezintă polinoamele lui Legendre iar $j_l(kr)$ funcțiile sferice Bessel. Pătratul funcției radiale $B_l(r)$:

$$|B_l(r)|^2 = |(2l+1)i^l \cdot j_l(k \cdot r)|^2 \qquad \text{(VI, 2—3)}$$

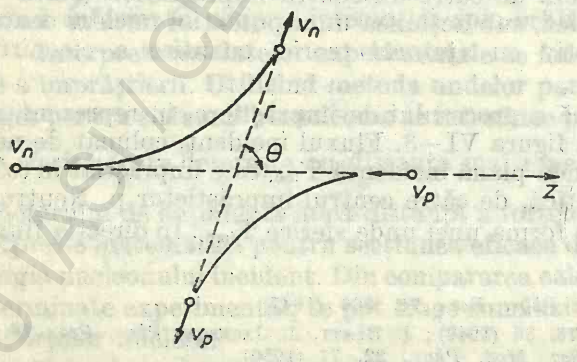


Fig. VI — 4. — Împrăștierea neutron-proton în sistemul centrului de masă.

exprimă probabilitatea ca un neutron incident cu momentul unghiular l să se găsească la o distanță r de protonul țintă. Pentru exemplificare,

în figura VI—5 se arată dependența densității de probabilitate $|B(r)|^2$ la distanța internucleonică, exprimată prin produsul $k \cdot r$, pentru cîteva unde parțiale corespunzătoare la $l = 0 \ldots 4$. Dacă se consideră un neu-

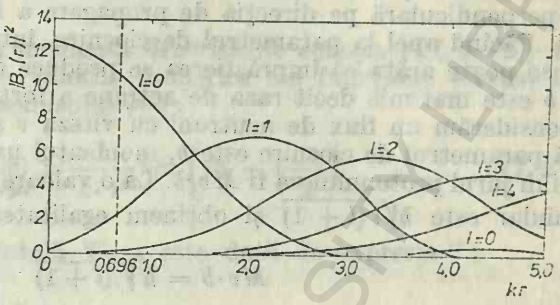


Fig VI—5. — Coeficienții $|B_l(r)|^2$ din dezvoltarea în unde parțiale ($l = 0 \ldots 4$).

tron cu energia de 10 MeV (în sistemul laboratorului) rezultă pentru numărul de unde valoarea : $K = 0{,}348$ fm^{-1}. Luînd pentru raza de acțiune a forței nucleare, $r_n = 2$ fm, se obține $k \cdot r_n = 0{,}696$. Din figura VI—5 rezultă că pentru această valoare a produsului $k \cdot r$, interacțiunea nucleonică are loc în cea mai mare parte în starea cu moment unghiular $l = 0$ și cu o probabilitate mult mai mică în starea cu moment unghiular $l = 1$. Interacțiile în stări cu moment unghiular $l > 1$ sînt absente. De aici rezultă o concluzie importantă : pentru energii ale neutronului incident mai mici de 10 MeV, acțiunea forțelor nucleare exercitate de centrul împrăștietor se manifestă numai asupra undei parțiale cu $l = 0$; interacția binucleonică la energii mici are loc deci, în starea S (fără a considera orientarea spinilor celor doi nucleoni). În concepția clasică a teoriei ciocnirilor, se consideră că împrăștierea are loc predominant în urma unei ciocniri centrice. Asocierea momentului unghiular al neutronului cu undele parțiale se poate imagina în modul următor. Se consideră un flux paralel de neutroni care se deplasează după direcția z și se ciocnește cu un nucleon, așa cum se arată în figura VI—6. Fluxul incident de neutroni se divide în zone cilindrice, de rază egală cu parametrul de ciocnire b determinat de

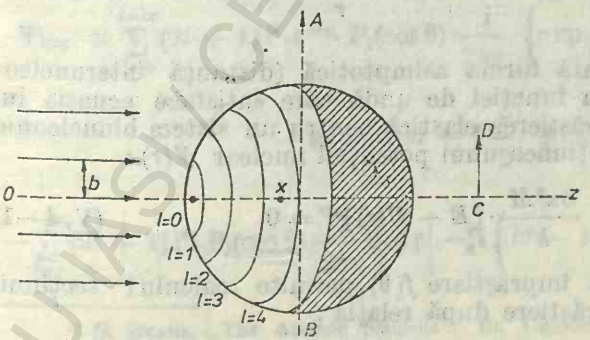


Fig. VI—6. — Transferul de moment unghiular la nucleonul țintă prin ciocnire cu un neutron.

relația : $b = l \cdot \lambda\!\!\!^{-}$, unde l ia valorile 0, 1, 2, 3, ... Pentru un moment linear dat, fiecare zonă corespunde la o anumtiă valoare a lui l. Dacă $l = 0$,

împrăştierea se produce în urma unei ciocniri centrice. Neutronii aflaţi în zonele cilindrice $l = 1, 2, \ldots$, cu o valoare dată a parametrului de ciocnire b, vor produce o rotaţie a nucleonului ţintă în jurul axei AB, perpendiculară pe direcţia oz. Direcţia vectorului moment unghiular este perpendiculară pe direcţia de propagare a fluxului incident de neutroni. Făcînd apel la parametrul de ciocnire, într-o reprezentare semiclasică, se poate arăta că împrăştierea se produce dacă parametrul de ciocnire b este mai mic decît raza de acţiune a forţelor nucleare r_n : $b \leqslant r_n$. Să considerăm un flux de neutroni cu viteza v şi momentul linear $M.v$. Dacă parametrul de ciocnire este b, momentul unghiular clasic al neutronului în jurul protonului va fi $Mv \cdot b$. La o valoare dată pentru l, momentul unghiular este $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ şi obţinem egalitatea :

$$Mv \cdot b = \hbar\sqrt{l(l+1)} \qquad \text{(VI, 2—4)}$$

sau :

$$b \cdot k_v = \sqrt{l(l+1)} \qquad \text{(VI, 2—5)}$$

unde $k_v = \frac{Mv}{\hbar}$. Pentru o anumită energie a neutronilor, exprimată prin mărimea k_v numai aceia cu l dat de relaţia :

$$\sqrt{l(l+1)} \cdot \lambda\!\!\!^{-} < r_n \quad (b \simeq r_n) \qquad \text{(VI, 2—6)}$$

vor fi împrăştiaţi sub acţiunea potenţialului nuclear.

Neutronii împrăştiaţi sînt descrişi, departe de centru, printr-o undă sferică divergentă de forma $f(\theta) \cdot \frac{e^{ikr}}{r}$, unde $f(\theta)$ este amplitudinea de împrăştiere, care are dimensiunea unei lungimi şi este o funcţie de unghiul de împrăştiere θ. Funcţia de undă totală, Ψ_{total}, este suma funcţiei de undă a neutronilor incidenţi $\Psi_{\text{inc.}}$ şi a funcţiei de undă a neutronilor împrăştiaţi $\Psi_{\text{imp.}}$:

$$\Psi_{\text{total}} = \Psi_{\text{inc.}} + \Psi_{\text{imp.}} = e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikz}}{r} \quad (r \to \infty) \qquad \text{(VI, 2—7)}$$

Ecuaţia (VI, 2—7) reprezintă forma asimptotică (distanţă internucleonică mare, adică $k \cdot r \gg l$) a funcţiei de undă care satisface ecuaţia lui Schrödinger ce descrie împrăştierea elastică pentru un sistem binucleonic cu energia totală E, sub acţiunea unui potenţial nuclear $V(r)$:

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot [E - U(r)]\Psi = 0 \qquad \text{(V, 4—1)}$$

Evaluarea amplitudinii de împrăştiere $f(\theta)$ permite calculul secţiunii eficace diferenţiale de împrăştiere după relaţia :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad \text{(VI, 2—8)}$$

şi a secţiunii eficace totale, conform ecuaţiei:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} |f(\theta)|^2 \sin\theta \cdot d\theta \qquad \text{(VI, 2—9)}$$

Pentru unda plană incidentă descrisă de ecuaţia (VI, 1—2), forma asimptotică este dată de valorile numerice ale funcţiilor sferice Bessel pentru valori mari ale produsului $k \cdot r$:

$$j_l(kr) \underset{kr \gg l}{\simeq} \frac{1}{k \cdot r} \sin\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right) \qquad \text{(VI, 2—10)}$$

Funcţia de undă totală Ψ_{total} este dată de expresia [1]:

$$\Psi_{\text{total}} = \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, i^l \cdot e^{i\delta_l} \cdot R_l(k \cdot r) \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 2—11)}$$

Dacă potenţialul nuclear $V(r)$ descreşte mai rapid decît $\frac{1}{r}$, cînd $r \to \infty$, valoarea asimptotică a funcţiei $R_l(k \cdot r)$ este dată de relaţia [2]:

$$R_l(k \cdot r) \underset{kr \gg l}{\frac{1}{k \cdot r}} \sin\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l\right) \qquad \text{(VI, 2—12)}$$

unde δ_l este *deplasarea de fază* [3] a undei parţiale l determinată de acţiunea potenţialului împrăştietor $V(r)$. Mărimea deplasării de fază depinde de $V(r)$, de energia neutronilor incidenţi, exprimată prin k, şi este independentă de unghiul de împrăştiere θ.

Amplitudinea de împrăştiere $f_l(\theta)$ se obţine din diferenţa:

$$\Psi_{\text{împ.}} = \Psi_{\text{total}} - \Psi_{\text{inc.}} = f_l(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \qquad \text{(VI, 2—13)}$$

$$\Psi_{\text{împ.}} \cong \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) i^l \cdot e^{i\delta_l} \cdot P_l(\cos\theta) \frac{i}{2kr} \left\{\exp\left[-i\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l\right)\right] - \right.$$

$$\left. - \exp\left[i\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l\right)\right]\right\} - \qquad \text{(VI, 2—14)}$$

$$- \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, i^l \cdot P_l(\cos\theta) \frac{i}{2kr} \left\{\exp\left[-i\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)\right] - \exp\left[i\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)\right]\right\}$$

---

[1] R. Evans, „The Atomic Nucleus", Mc Graw-Hill Book, Comp., 1952, p. 878.
[2] N. Mott, H. Massey, „The Theory of Atomic Collisions", Oxford Univ. Press, 1949, p. 23.
[3] L. Landau, E. Lifşiţ, „Mecanica cuantică", traducere din limba rusă, Edit. tehnică, 1965, p. 118.

care reprezintă o undă divergentă, adică din ea trebuie să dispară toți termenii care conțin pe e^{ikr}. În final, pentru coeficientul raportului $\frac{e^{ikr}}{r}$, din diferența $\Psi_{total} - e^{ikz}$ se obține:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)(e^{2i\cdot\delta_l} - 1) \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 2—15)}$$

sau:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, e^{i\cdot\delta_l} \sin\delta_l \cdot P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 2—16)}$$

Secțiunea eficace totală de împrăștiere se obține prin integrarea ecuației (VI, 2—9):

$$\sigma = 2\pi \frac{1}{k^2} \int_0^{\pi} \left| \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, e^{i\cdot\delta_l} \sin\delta_l \cdot P_l(\cos\theta) \right|^2 \cdot \sin\theta\, d\theta \qquad \text{(VI, 2—17)}$$

care conduce la:

$$\sigma = \sum^{l} \sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) \sin^2\delta_l \qquad \text{(VI, 2—18)}$$

Valoarea maximă a secțiunii eficace σ_{max}:

$$\sigma_{max} = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1) \qquad \text{(VI, 2—19)}$$

se obține dacă deplasarea de fază δ_l este un multiplu impar de $\frac{\pi}{2}$, $\delta_l = (2n+1)\frac{\pi}{2}$. Din ecuația (VI, 2—18) se observă că secțiunea eficace σ depinde de energia neutronilor incidenți și este corelată cu deplasarea de fază δ_l a undei incidente sub acțiunea potențialului nuclear. Determinarea experimentală a secțiunii eficace permite astfel calcularea deplasării de fază. Din confruntarea acestei mărimi cu valorile teoretice se pot obține indicații asupra formei și razei de acțiune a potențialului nuclear, precum și asupra adîncimii gropii de potențial.

Pentru împrăștierea în starea $S(l = 0)$, funcția de undă pentru fluxul incident de neutroni $\Psi_{inc.}$ $(l = 0)$, este [1]:

$$\Psi_{inc.}(l = 0) \simeq \frac{\sin kr}{k \cdot r} = \frac{e^{ikr} - e^{ikr}}{2ikr} \qquad \text{(VI, 2—20)}$$

---

[1] Unda incidentă $l = 0$ reprezintă suma undei sferice convergente (termenul în e^{-ikr}) și a undei sferice divergente (termenul e^{-ikr}). Mărimea $\frac{1}{2ikr}$ este amplitudinea undei.

și ecuația (VI, 2—7) pentru funcția de undă totală Ψ_{total} devine:

$$\Psi_{total} = e^{ikz} + f_0 \cdot \frac{e^{ikz}}{r} \qquad \text{(VI, 2—21)}$$

unde f_0 este amplitudinea de împrăștiere pentru unda de ordinul $l = 0$. Forma asimptotică a ecuației (VI, 2—21) se scrie:

$$\Psi_{total} \simeq \frac{e^{i\delta_0}}{k \cdot r} \sin(kr + \delta_0) \simeq \frac{e^{i\delta_0}}{2ikr} [e^{i(kr+\delta_0)} - e^{-i(kr+\delta_0)}] \qquad \text{(VI, 2—22)}$$

unde δ_0 este deplasarea de fază pentru unda $l = 0$. Similar ca mai înainte, f_0 se obține după relația (VI, 2—13):

$$f_0 = \frac{1}{2ikr}(e^{2i\delta_0} - 1) = \frac{e^{i\delta_0} \cdot \sin \delta_0}{k} \qquad \text{(VI, 2—23)}$$

și secțiunea eficace de împrăștiere, σ_0, în starea S, devine:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} \cdot \sin^2 \delta_0 \qquad \text{(VI, 2—24)}$$

care reprezintă o formă simplificată a ecuației (VI, 2—18). Deoarece funcția undă în starea S nu are dependență unghiulară, împrăștierea în această stare este izotropă, fapt care a fost verificat experimental în împrăștierea neutron-proton la energii mici.

Semnificația fizică a deplasării de fază δ. Din compararea ecuației (VI, 2—10) care descrie funcția de undă incidentă neperturbată u_l^0 cu ecuația (VI, 2—12) care descrie funcția de undă totală, rezultă că sub acțiunea potențialului nuclear, faza undei parțiale u_l împrăștiate este asimptotic deplasată cu mărimea δ_l față de faza undei incidente u_l^0, pentru o valoare dată a energiei neutronilor incidenți. Semnul deplasării de fază depinde de semnul potențialului nucelar (atractiv sau repulsiv). Pentru a calcula deplasarea de fază δ, trebuie cunoscută forma analitică a potențialului nuclear $V(r)$. În aproximația cea mai simplă se va considera potențialul nuclear dreptunghiular. Procedeul de calcul este similar cu acela utilizat în tratarea problemei deuteronului. Pentru distanța de interacție binucleonică mai mică decît raza nucleară, r_n, în interiorul gropii de potențial de adîncime D, ecuația lui Schrödinger este:

$$\frac{d^2u_i(r)}{dr^2} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot [E + D] u_i(r) = 0 \quad r < r_n \qquad \text{(VI, 2—25)}$$

care rezultă din (V, 4—1) unde s-a pus: $U(r) = -D$. Dacă punem:

$$\frac{8\pi^2 M}{h^2} [E + D] = k_i^2 \qquad \text{(VI, 2—26)}$$

ecuația (VI, 2—25) devine:

$$\frac{d^2u_i(r)}{dr^2} + k_i^2 \cdot u_i(r) = 0 \qquad \text{(VI, 2—27)}$$

a cărei soluție este (V, 4—10):

$$u_i(r) = B \sin k_i \cdot r$$

În exteriorul razei de acțiune a potențialului nuclear, $D = 0$ și ecuația (VI, 2—25) ia forma:

$$\frac{d^2u_e(r)}{dr^2} + K^2 \cdot u_e(r) = 0 \qquad r > r_n \qquad \text{(VI, 2—28)}$$

unde:

$$K^2 = \frac{8\pi^2 ME}{h^2} \qquad \text{(VI, 2—29)}$$

Soluția ecuației (VI, 2—28), în exteriorul gropii dreptunghiulare de potențial, $u_e(r)$ este:

$$u_e(r) = \frac{e^{i\delta}}{K} \sin (Kr + \delta) \qquad \text{(VI, 2—30)}$$

Din condiția de continuitate a funcțiilor de undă $u_i(r)$, în interiorul, și $u_e(r)$, în exteriorul gropii de potențial, și a derivatelor lor, la frontieră pentru $r = r_n$, se obține:

$$B \sin k_i \cdot r_n = \frac{e^{i\delta}}{K} \sin (Kr_n + \delta) \qquad \text{(VI, 2—31)}$$

$$B k_i \cos k_i r_n = e^{i\delta} \cos (Kr_n + \delta) \qquad \text{(VI, 2—32)}$$

Din raportul acestor două expresii rezultă:

$$k_i \cdot \operatorname{ctg} k_i \cdot r_n = K \operatorname{ctg} (Kr_n + \delta) \qquad \text{(VI, 2—33)}$$

Substituind în (VI, 2—33) expresiile numărului de unde intern, k_i și extern, K, din ecuațiile (VI, 2—26) și (VI, 2—29) se obține corelația dintre deplasarea de fază δ și parametrii nucleari D și r_n, pentru energia totală E:

$$\operatorname{ctg}\left(\frac{\sqrt{8\pi^2 ME}}{h} \cdot r_n + \delta\right) = \left[\frac{E + D}{E}\right]^{1/2} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{8\pi^2 M(E + D)}}{h} \cdot r_n \qquad \text{(VI, 2—34)}$$

Relația (VI, 2—34) este similară cu (V, 4—19) care exprimă relația dintre energia de legătură a deuteronului $B(^2_1\mathrm{H})$ și parametrii gropii dreptunghiulare de potențial, D și r_n.

BUCUREȘTI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Semnul deplasării de fază rezultă din relația [1]:

$$\sin \delta_l = -k \int_0^\infty U(r) \cdot u_l^0 \cdot u_l \cdot dr. \qquad \text{(VI, 2—35)}$$

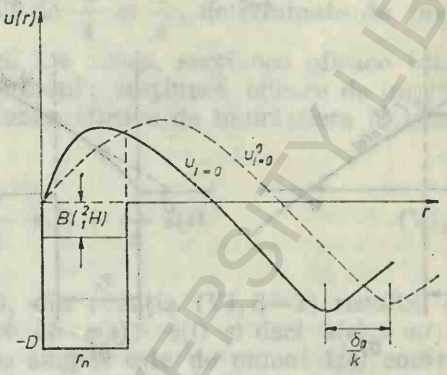


Fig. VI—7.— Împrăștierea neutron-proton la energie mică (starea S).

care arată că pentru un potențial nuclear atractiv ($V < 0$) deplasarea de fază δ_l este pozitivă, unda incidentă este apropiată de origine și lungimea de undă se micșorează, iar pentru un potențial nuclear repulsiv ($V > 0$) deplasarea de fază δ_l este negativă, unda incidentă este îndepărtată de origine și lungimea de undă se mărește. Pentru exemplificare, în figura VI—7 se prezintă efectul interacției atractive asupra funcției de undă u_l^0 a neutronului incident, în aproximația potențialului nuclear dreptunghiular, pentru împrăștierea neutron-proton la energie mică (starea S). Se observă că în domeniul de acțiune a forțelor nucleare, funcția de undă u_l este apropiată de aceea a sistemului binucleonic legat, deuteronul.

Lungimea de împrăștiere. La energii mici ale neutronilor incidenți (< 1 MeV) secțiunea eficace de împrăștiere poate fi exprimată în funcție de *lungimea de împrăștiere a*, a cărei semnificație fizică este legată de starea sistemului binucleonic. Dacă pentru $k \to 0$ se consideră limita amplitudinii de împrăștiere dată de ecuația (VI, 2—23):

$$\lim_{k \to 0} \left[\pm e^{i\delta_0} \cdot \frac{\sin \delta_0}{k} \right] = \lim_{k \to 0} \left(\pm \frac{\sin \delta}{k} \right) = a \qquad \text{(VI, 2—36)}$$

pentru ca f_0 să rămînă finit, $e^{i\delta_0} \to 1$ și se obține:

$$f_0 \xrightarrow[k \to 0]{} \frac{\delta_0}{k} \equiv -a \qquad \text{(VI, 2—37)}$$

unde semnul negativ este ales arbitrar. Semnul lungimii de împrăștiere este determinat de semnul deplasării de fază δ.

---

[1] G. Herz, „Lehrbuch der Kernphysik", B. Teubner Verlagsges., Leipzig, 1960, vol. II, p. 409.

Pentru interpretarea grafică a lungimii de împrăștiere să considerăm expresia funcției de masă Ψ_{total} dată de ecuația (VI, 2—22). La limită, pentru $k \to 0$, ținînd seamă de (VI, 2—34), se obține:

$$\lim_{k\to 0}(r \cdot \Psi_{total}) \simeq r + \frac{\delta_0}{k} \simeq r - a \qquad \text{(VI, 2—38)}$$

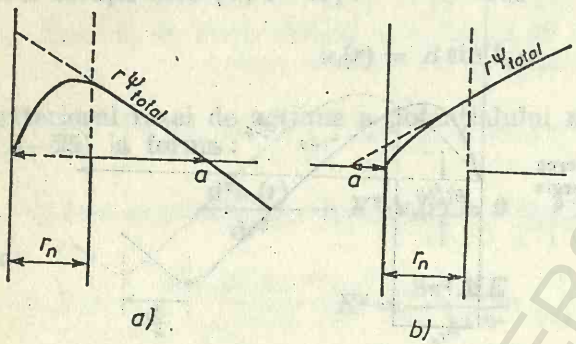


Fig. VI — 8. — Lungimea de împrăștiere a, pentru un sistem binucleonic. *a*) sistem legat (stare de triplet); *b*) sistem nelegat (stare de singlet).

care reprezintă ecuația unei drepte, pentru $u(r) = r \cdot \Psi_{total}$, ce intersectează axa r în punctul $r = a$. Din această cauză lungimea de împrăștiere se mai numește interceptul extrapolat Fermi. Astfel, așa cum se poate vedea din figura VI—8, o valoare pozitivă a lungimii de împrăștiere indică existența unui sistem binucleonic legat (starea de triplet) iar o valoare negativă este caracteristică pentru un sistem nelegat (starea de singlet).

Din ecuațiile (VI, 2—24) și (VI, 2—36) se obține următoarea expresie pentru secțiunea eficace de împrăștiere la energie „zero", σ_0:

$$\sigma_0 = 4\pi a^2 \qquad \text{(VI, 2—39)}$$

în care lungimea de împrăștiere capătă semnificația fizică de rază a pentru o sferă rigidă atribuită neutronului care participă la procesul de împrăștiere (este de notat apropierea expresiei (VI ,2—39) de mărimea secțiunii eficace clasice de împrăștiere: $\sigma = \pi a^2$). Cu ajutorul relației (VI,2 —39), din măsurarea experimentală a secțiunii eficace se poate determina mărimea lungimii de împrăștiere fără a fi posibilă indicarea semnului acesteia.

3. DEPENDENȚA DE SPIN A FORȚELOR NUCLEARE

Valorile secțiunii eficace de împrăștiere neutron-proton calculate după relația (VI, 2—24) concordă bine cu datele experimentale pentru energii ale neutronilor cuprinse între ~ 5 și 15 MeV. La energii mai mici s-a constatat însă o puternică neconcordanță: luînd pentru $r_n \simeq 2 \cdot 10^{-13}$ cm, la energia „zero" a neutronilor ($E \to 0$) valoarea σ_0 calculată este $\sim 2{,}3 \cdot 10^{-24}$ cm, iar mărimea determinată experimental este $\sigma_0(exp) = 20{,}4 \cdot 10^{-24}$ cm. Wigner demonstrează că această diferență se datorește dependenței de spin a forțelor internucleonice. În calculul secțiunii eficace,

care în aproximația gropii dreptunghiulare de potențial introduce energia de legătură a deuteronului (2,22 MeV), se consideră că interacția neutron-proton are loc în starea de triplet și, ca urmare, valoarea calculată reprezintă secțiunea eficace de împrăștiere în starea de triplet. În experiențele de împrăștiere cu neutroni nepolarizați, interacțiile în starea de triplet și singlet se produc în proporțiile de $\frac{3}{4}$ și $\frac{1}{4}$, determinate de ponderile statistice ale acestor două stări. De aceea, secțiunea eficace totală de interacție se compune din doi termeni: secțiunea eficace de împrăștiere în starea de triplet $\sigma(t)$ și secțiunea eficace de împrăștiere în starea de singlet $\sigma(s)$:

$$\sigma_0 = \frac{3}{4}\,\sigma(t) + \frac{1}{4}\,\sigma(s) \qquad \text{(VI, 3—1)}$$

Dacă se ia $\sigma(t) = 2{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm, din ecuația (VI, 3—1) rezultă $\sigma(s) = 66 \cdot 10^{-13}$ cm, ceea ce dovedește că $\sigma(s) \gg \sigma(t)$ și deci $a(s) > a(t)$. Deși ponderea statistică a stărilor de singlet este de numai 1/4, contribuția secțiunii eficace $\sigma(s)$ la secțiunea eficace totală de interacție, la energii mici, este predominantă.

Conform relației (VI, 3—1) secțiunile eficace $\sigma(t)$ și $\sigma(s)$ pot fi exprimate cu ajutorul lungimilor de împrăștiere în starea de triplet $a(t)$ și de singlet $a(s)$:

$$\sigma(t) = 4\pi a^2(t)\,; \quad \sigma(s) = 4\pi a^2(s) \qquad \text{(VI, 3—2)}$$

și ecuația (VI, 3—1) devine:

$$\sigma_0 = \pi \cdot [3a^2(t) + a^2(s)] \qquad \text{(VI, 3—3)}$$

Din valorile experimentale obținute pentru secțiunile eficace $\sigma(t)$ și $\sigma(s)$, s-au calculat lungimile de împrăștiere $a(t)$ și $a(s)$:

$$a(t) \simeq 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad |a(s)| \simeq 24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

însă nu s-a putut determina semnul lui $a(s)$. Cercetările experimentale de împrăștiere a neutronilor termici de către orto-parahidrogen, au permis stabilirea semnului lungimii de împrăștiere $a(s)$, oferind demonstrația cea mai concludentă a dependenței de spin a forțelor nucleare.

4. ÎMPRĂȘTIEREA NEUTRONILOR TERMICI PE ORTO-PARA-HIDROGEN

La interacția neutronilor termici cu protonii legați în moleculă în procesul de împrăștiere elastică, secțiunea eficace este dependentă de trei factori: masa redusă a sistemului neutron-nucleu, viteza relativă a neutronilor incidenți și orientarea spinului neutronului în raport cu spinii protonilor.

Tratarea teoretică a împrăştierii neutronilor lenţi de către molecule a fost efectuată de Fermi [1], utilizînd o metodă de perturbaţie, prin introducerea unui potenţial auxiliar, definit în mod corespunzător pentru a descrie procesul. Secţiunea eficace de împrăştiere a neutronului pe pro-

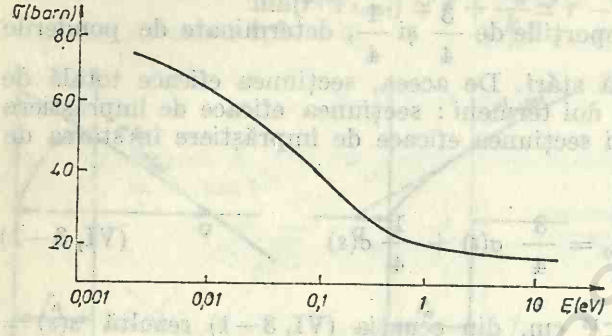


Fig. VI—9. Variaţia secţiunii eficace de împrăştiere a neutronilor lenţi, pe protoni (în parafină) cu energia.

tonul legat, $\sigma_{leg.}$, este mai mare decît $\sigma_{lib.}$, secţiunea eficace de împrăştiere a neutronului pe protonul liber, cu un factor de patru (factorul Fermi):

$$\sigma_{leg.} = 4 \cdot \sigma_{lib.} \qquad \text{(VI, 4—1)}$$

determinat de influenţa masei reduse a sistemului neutron-nucleu. Relaţia (VI, 4—1) este bine verificată de datele experimentale obţinute la împrăştierea neutronilor lenţi pe protoni, în parafină. Aşa cum se observă din figura VI—9, secţiunea eficace de împrăştiere, la energii mai mici de 1 eV, creşte cu scăderea energiei şi atinge o valoare de patru ori mai mare decît 20 barn, înregistrată la energii mai mari de 100 eV.

Pentru a lua în considerare mişcarea termică a protonilor se exprimă influenţa vitezei relative a neutronilor v_r:

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$$

asupra secţiunii eficace, unde v este viteza neutronilor incidenţi şi $\mathbf{v}_p$ este viteza protonilor. Secţiunea eficace efectivă $\sigma_{ef.}$ se calculează după relaţia:

$$\sigma_{ef.} = \frac{1}{v}\int \sigma(v - v_p)\,|\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|\,N(v_p)\,dv_p \qquad \text{(VI, 4—2)}$$

unde $\sigma(v - v_p)$ este secţiunea eficace dependentă de viteza relativă a neutronilor şi $N(v_p)$ este funcţia de distribuţie Maxwell a protonilor după viteze. Datele experimentale obţinute la împrăştierea neutronilor lenţi pe hidrogenul molecular în stare gazoasă, la temperatura camerei, indică o creştere a secţiunii eficace efective cu scăderea energiei neutronilor, similară cu aceea prezentată în figura VI—9. În particular, pentru neutroni

[1] E. Fermi, *Ricerca Scient.*, **7**, 13 (1936); G. Breit, *Phys. Rev.*, **71**, 215 (1947); B. Lippmann, J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **79**, 469 (1950).

termici (20°K) se obține relația : $\sigma_{el.} = 1{,}247 \cdot \sigma$. Fundamentarea teoretică a datelor experimentale a fost prezentată de Messiah [1].

Cercetarea împrăștierii neutronilor termici pe hidrogenul molecular la temperaturi joase face posibilă distincția între împrăștierea în stare de singlet și de triplet și determinarea semnului lungimii de împrăștiere $a(s)$. Experiențele se realizează separat cu para-hidrogen (spinii protonilor antiparaleli) la temperatura de 20°K, unde este stabilă această formă și cu orto-hidrogen (spinii protonilor paraleli), la temperaturi ridicate, unde această formă predomină față de para-hidrogen în raportul 3 : 1. La temperaturi scăzute, neutronii termici au energii foarte mici, cuprinse, de exemplu, între 0,0008 eV ($\sim$ 10°K) și 0,0025 eV ($\sim$ 30°K) pentru care corespund valori ale lungimilor de undă asociate de $(10 \div 5{,}7) \cdot 10^{-8}$ cm. Deoarece distanța interprotonică în molecula de hidrogen este de $0{,}78 \cdot 10^{-8}$ cm, rezultă că lungimea de undă a neutronilor incidenți este mai mare decît distanța dintre cei doi protoni împrăștietori. În aceste condiții, împrăștierea neutronilor pe cei doi protoni, este coerentă și apar fenomene de interferență care depind de forma moleculei care produce împrăștiere. Pentru para-hidrogen, împrăștierea este în stare de triplet pentru un proton și în stare de singlet pentru celălalt proton, în timp ce pentru orto-hidrogen împrăștierea este pentru ambii protoni, fie în stare de triplet, fie în stare de singlet, în funcție de spinul neutronului.

Calculul secțiunilor eficace de împrăștiere coerentă a neutronilor termici pe cele două forme de hidrogen molecular, în funcție de lungimile de împrăștiere $a(t)$ și $a(s)$ a fost efectuat de Schwinger și Teller[2]. Mai întîi se calculează lungimea de împrăștiere care poate fi reprezentată sub forma unei expresii ce depinde de operatorii momentelor de spin ai neutronului și protonului, potrivită pentru descrierea împrăștierii, atît în starea de triplet, cît și în starea de singlet. Spinul total al sistemului neutron-proton este : $S = s_n + s_p$, în care $s_n = \frac{1}{2}\sigma_n$ și $s_p = \frac{1}{2}\sigma_p$, unde σ_n și σ_p sînt matricele de spin ale lui Pauli. Dacă :

$$|s|^2 = |s_n|^2 + |s_p|^2 + 2s_n \cdot s_p \qquad \text{(VI, 4—3)}$$

valorile proprii ale operatorului S^2 sînt $S(S+1)$, unde $S = 0$ pentru starea de singlet și $S = 1$ pentru starea de triplet. În mod similar, $|s_n|^2 = |s_p|^2 = \frac{3}{4}$. Din (VI, 4—3) se obține :

$$s_n \cdot s_p = \frac{1}{2}S(S+1) - \frac{3}{4} = \begin{cases} -\frac{3}{4} \text{ pentru starea de singlet,} \\ \\ \frac{1}{4} \text{ pentru starea de triplet.} \end{cases} \qquad \text{(VI, 4—4)}$$

---

[1] A. Messiah, *Phys. Rev.*, **84**, 204 (1951).
[2] J. Schwinger, E. Teller, *Phys. Rev.*, **52**, 286 (1937).

Introducem operatorii de proiecție P_t și P_s, care au următoarele proprietăți:

$$P_t \equiv \frac{3}{4} + s_n \cdot s_p = \begin{cases} 0 & \text{pentru starea de singlet,} \\ 1 & \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{triplet;} \end{cases} \qquad (VI, 4-5)$$

$$P_s = \frac{1}{4} - s_n \cdot s_p = \begin{cases} 1 & \text{pentru starea de singlet,} \\ 0 & \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{triplet.} \end{cases}$$

Cu ajutorul acestora se calculează lungimea de împrăștiere după relația:

$$a = a(t) \cdot P_t + a(s) \cdot P_s = \frac{3a(t) + a(s)}{4} + [a(t) - a(s)] \cdot s_n \cdot s_p \qquad (VI, 4-6)$$

Dacă lungimile de împrăștiere ale neutronului de către protonii 1 și 2, cu spinii s_{p_1} și s_{p_2}, calculate după relația (VI, 4—6) sînt a_1 și a_2, lungimea de împrăștiere „moleculară" a neutronului de către ambii protoni, este suma lungimilor a_1 și a_2:

$$a = a_1 + a_2 = \frac{2a(t) + a(s)}{2} + [a(t) - a(s)]\, s_n \cdot (s_{p_1} + s_{p_2}) \qquad (VI, 4-7)$$

Punînd: $S_H = s_{p_1} + s_{p_2}$, ecuația (VI, 4—7) se scrie:

$$a = \frac{3a(t) + a(s)}{2} + [a(t) - a(s)]\, s_n \cdot s_H \qquad (VI, 4-8)$$

Pentru para-hidrogen, care are spinii antiparaleli, $S_H = 0$, ecuația (VI, 4—8) devine:

$$a = \frac{3a(t) + a(s)}{2} \qquad (VI, 4-9)$$

și conform relației (VI, 2—39) se obține secțiunea eficace de împrăștiere pe para-hidrogen, σ_{para}:

$$\sigma_{para} = \pi[3\, a(t) + a(s)]^2 \qquad (VI, 4-10)$$

Pentru orto-hidrogen, care are spinii paraleli, secțiunea eficace de împrăștiere pe orto-hidrogen, σ_{orto} ia forma:

$$\sigma_{orto} = 4\pi \left[\frac{3a(t) + a(s)}{2} + (a(t) - a(s))\, s_n S_H \right]^2 \qquad (VI, 4-11)$$

Deoarece fluxul incident de neutroni este nepolarizat, produsul $|s_n \cdot S_H|^2$ trebuie mediat în raport cu orientările posibile ale spinului, adică în raport

cu valorile lui σ_n. Efectuarea calculelor conduce la : $\overline{|s_n \cdot S_H|^2} = \frac{1}{2}$. Ecuația (VI, 4—11) devine acum :

$$\sigma_{orto} = \pi \cdot [3a(t) - a(s)]^2 + 2\pi[a(t) - a(s)]^2 \qquad \text{(VI, 4—12)}$$

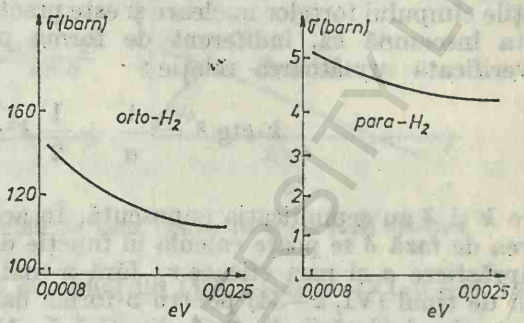


Fig. VI — 10. — Variația secțiunii eficace de împrăștiere a neutronilor termici pe orto- și para-hidrogen, cu energia.

Măsurătorile experimentale ale secțiunilor eficace de împrăștiere a neutronilor termici, cu energia cuprinsă între 0,0008 și 0,0025 eV, pe orto- și para-hidrogen [1], au arătat, așa cum se poate vedea din figura VI—10, că $\sigma_{orto} \gg \sigma_{para}$, ceea ce demonstrează clar dependența de spin a interacției neutron-proton și permite determinarea semnului lungimii de împrăștiere în starea de singlet $a(t)$. Conform relațiilor (VI, 4—10) și (VI, 4—12), se poate observa că raportul $\frac{\sigma_{orto}}{\sigma_{para}}$ este puternic sensibil la semnul lui $a(s)$. De exemplu : pentru $a(s) \simeq 20 \cdot 10^{-13}$ cm, $\frac{\sigma_{orto}}{\sigma_{para}} \simeq 1{,}5$, iar pentru $a(s) \simeq -20 \cdot 10^{-13}$ cm, $\frac{\sigma_{orto}}{\sigma_{para}} \simeq 14$. Din valorile experimentale prezentate în figura VI—10, se observă că la energia de 0,002 eV, $\sigma_{orto} \simeq 120$ barn și $\sigma_{para} \simeq 4$, deci $\frac{\sigma_{orto}}{\sigma_{para}} \simeq 30$, ceea ce demonstrează că $a(s)$ are semnul negativ. Din valorile experimentale ale secțiunilor eficace σ_{para} și σ_{orto}, conform ecuațiilor (VI, 4—10) și (VI, 4—12) se obțin următoarele valori pentru lungimea de împrăștiere în stare de triplet $a(t)$ și de singlet $a(s)$:

$$a(t) = (5{,}378 \pm 0{,}021) \cdot 10^{-13} \text{ cm}; \quad a(s) = -(23{,}69 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Mărimea acestor valori a fost confirmată din măsurători de difracție a neutronilor lenți pe cristale de NaH și de reflexie a neutronilor termici de către o peliculă de hidrocarbură lichidă.

---

[1] R. Sutton și colab., *Phys. Rev.*, **72**, 1147 (1947).

5. RAZA EFICACE A POTENȚIALULUI NUCLEAR

Expresiile matematice (V, 1—2) — (V, 1—7) utilizate pentru descrierea formelor potențialului nuclear, au fost grupate de Schwinger și Bethe într-o teorie a *razei eficace a forțelor nucleare*, cunoscută ca *„aproximația independenței de formă"*, prin introducerea unui parametru numit raza eficace de acțiune a forțelor nucleare, a cărui mărime depinde de proprietățile cîmpului forțelor nucleare și este practic independentă de energie. Aceasta înseamnă că, indiferent de forma potențialului nuclear $V(r)$, este verificată următoarea relație:

$$k \cdot \operatorname{ctg} \delta = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} k^2 \cdot r_e \qquad \text{(VI, 5—1)}$$

în care k și δ au semnificația cunoscută. În acest fel, la energii mici, deplasarea de fază δ se poate calcula în funcție de doi parametri: lungimea de împrăștiere a și raza eficace r_e, fără a mai fi necesară utilizarea unei ecuații de tipul (VI, 2—34) pentru o formă dată a potențialului nuclear. Cu expresia deplasării de fază din (VI, 5—1) se calculează secțiunea eficace de împrăștiere după ecuația (VI, 2—24) în funcție de a și r_e, pentru un domeniu larg de energie, pînă la ~20 MeV.

În teoria razei efective [1] se consideră funcția de undă nucleară u, pentru $l = 0$, care este o soluție a ecuației lui Schrödinger, în interiorul și în exteriorul razei de acțiune a potențialului nuclear, pentru o valoare $E = \dfrac{k^2 \cdot h^2}{8\pi^2 M}$ a neutronilor incidenți:

$$u'' + \left[k^2 - \frac{8\pi^2 M}{h^2} U(r)\right] \cdot u = 0 \qquad \text{(VI, 5—2)}$$

și funcția de undă u_0, pentru $E = 0$:

$$u_0'' - \frac{8\pi^2 M}{h^2} \cdot U(r)\, u_0 = 0 \qquad \text{(VI, 5—3)}$$

Se introduce o nouă funcție de undă v, care este identică cu u, în afara razei de acțiune a potențialului și extrapolează comportarea lui u în origine, nefiind afectată de potențialul nuclear. Funcțiile v și v_0 sînt de asemenea soluții ale ecuațiilor (VI, 5—2) și (VI, 5—3), pentru $U(r) = 0$:

$$v'' + k^2 \cdot v = 0 \qquad \text{(VI, 5—4)}$$

$$v'' = 0 \qquad \text{(VI, 5—5)}$$

Funcțiile de undă radiale u, u_0 și v, v_0 în teoria razei eficace, sînt reprezentate în figura VI—11.

---

[1] V. Malearov, op. cit., p. 133.

Multiplicînd (VI, 5—2) cu u_0, iar pe (VI, 5—3) cu u și efectuînd scăderea, se obține:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(u\,u_0' - u_0 u') = k^2 \cdot u\,u_0 \qquad \text{(VI, 5—6)}$$

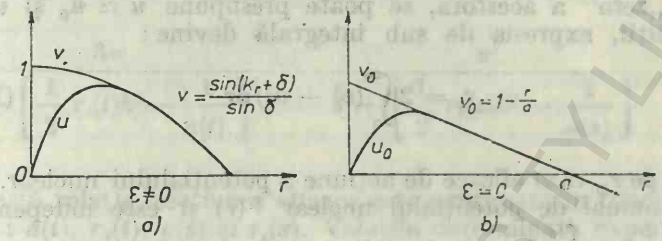


Fig. VI—11. — Funcțiile de undă radiale în teoria razei efective.

Efectuînd aceleași operații cu ecuațiile (VI, 5—4) și (VI, 5—5), rezultă:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(vv_0' - v_0 v') = k^2 \cdot vv_0 \qquad \text{(VI, 5—7)}$$

Dacă se scade (VI, 5—6) din (VI, 5—7) și se integrează de la $r = 0$ la $r = \infty$, ținînd seamă că pentru $r = 0$, $v = v_0 = 1$ și $u = u_0$, se obține:

$$v' - v_0 = k^2 \int_0^\infty (v \cdot v_0 - u \cdot u_0)\,\mathrm{d}r \qquad \text{(VI, 5—8)}$$

Forma asimptotică a funcției de undă v, este: $v = C \cdot \sin(kr + \delta)$. Luînd constanta de normalizare $C = \dfrac{1}{\sin\delta}$, deoarece $v \to 1$ cînd $r \to 0$, rezultă:

$$v = \frac{\sin(kr + \delta)}{\sin\delta} \qquad \text{(VI, 5—9)}$$

Soluția ecuației (VI, 5—5) este o dreaptă de forma:

$$v_0 = D(r - a) \qquad \text{(VI, 5—10)}$$

Din condiția de normalizare $v_{r=0} = 1$, evaluînd constanta D, se obține:

$$v_0 = 1 - \frac{r}{a} \qquad \text{(VI, 5—11)}$$

Utilizînd relațiile $v'_{r=0} = k\,\mathrm{ctg}\delta$ și $v'_{0,\,r=0} = -\dfrac{1}{a}$, ecuația (VI, 5—8) devine:

$$k \cdot \mathrm{ctg}\,\delta + \frac{1}{a} = k^2 \int_0^\infty (v \cdot v_0 - u \cdot u_0) \cdot \mathrm{d}r \qquad \text{(VI, 5—12)}$$

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În afara domeniului de acțiune a forțelor nucleare, pentru $r > a$, funcțiile u și v sînt egale între ele și diferă numai în interiorul domeniului. Din această cauză, expresia de sub integrală în (VI, 5—12) este diferită de zero numai în domeniul în care acționează forțele nucleare. Considerînd însă că u și v depind foarte slab de energie în acest domeniu, dacă adîncimea gropii de potențial U este mai mare decît energia E a neutronilor incidenți, la energia „zero" a acestora, se poate presupune $u \simeq u_0$ și $v \simeq v_0$. În aceste condiții, expresia de sub integrală devine:

$$r_e = 2\int_0^\infty (v_0^2 - u_0^2)\,dr \qquad \text{(VI, 5—13)}$$

și definește pe r_e, raza eficace de acțiune a potențialului nuclear. Mărimea r_e depinde numai de potențialul nuclear $V(r)$ și este independentă de energie. Integrala $\int (v_0^2 - u_0^2)\,dr$ definește pe r_e ca distanța medie în interiorul căreia se exercită interacția nucleară. Cu această aproximație — denumită *aproximația independenței de formă* — ecuația (VI, 5—12) ia forma finală:

$$k \operatorname{ctg} \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e \cdot k^2 \qquad \text{(VI,5—14)}$$

Relația (VI, 5—14) se mai poate obține din dezvoltarea produsului $k \cdot \operatorname{ctg} \delta$ în serie de puteri după energie:

$$k \cdot \operatorname{ctg} \delta = (k \operatorname{ctg} \delta)_{k\to 0} + \frac{1}{2} r_e \cdot k^2 - P \cdot r_e^3 \cdot k^4 + \ldots \qquad \text{(VI, 5—15)}$$

Evaluarea primului termen cu ajutorul ecuațiilor (VI, 5—9)—(VI, 5—11) conduce la: $-\frac{1}{a}$. Coeficientul P din termenul al treilea, oferă informații asupra formei potențialului nuclear, care are însă o valoare mică la energii mici și de aceea se neglijează. Ecuația (VI, 5—15) se reduce deci în acest caz la (VI, 5—14) prin aproximația numită aproximația independenței de formă. (Coeficientul P variază în mărime și semn în funcție de potențialul nuclear acceptat. Așa de exemplu, pentru potențialul dreptunghiular difuz, $P = -0{,}04$, iar pentru potențialul Yukava, $P = +0{,}15$).

Utilizînd ecuația (VI, 5—14), secțiunea eficace de împrăștiere dată de relația (VI, 2—24) se mai poate scrie:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} \cdot \frac{1}{1 + \operatorname{ctg}^2 \delta} = \frac{4\pi}{k^2 + \left(\frac{1}{2} r_e k^2 - \frac{1}{a}\right)^2} \qquad \text{(VI, 5—16)}$$

ceea ce permite o descriere completă a dependenței de energie a secțiunii eficace, la energii mici, în funcție de cei doi parametri: lungimea de împrăștiere și raza eficace. Din măsurători de secțiune eficace la diferite

energii, se pot determina mărimile a și r_e. Deoarece procesul de împrăștiere neutron-proton este dependent de spin, conform ecuației (VI, 3—1) secțiunea eficace totală este dată de suma a doi termeni care conțin lungimile de împrăștiere în stare de triplet și de singlet $a(t)$, $a(s)$ și razele eficace corespunzătoare acestor două stări $r_e(t)$, $r_e(s)$:

$$\sigma_0 = \frac{3\pi}{k^2 + \left[\frac{1}{2} r_e(t) k^2 - \frac{1}{a(t)}\right]^2} + \frac{\pi}{k^2 + \left[\frac{1}{2} r_e(s) k^2 - \frac{1}{a(s)}\right]^2} \quad \text{(VI, 5—17)}$$

După această relație, secțiunea eficace este exprimată în funcție de patru parametri: $a(t)$, $r_e(t)$, $a(s)$ și $r_e(s)$. Valorile determinate experimental, în aproximația independenței de formă, sînt următoarele:

— pentru forța nucleară în stare de triplet

$$a(t) = 5{,}396 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$r_e(t) = 1{,}726 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

— pentru forța nucleară în stare de singlet

$$a(s) = -23{,}678 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$r_e(s) = 2{,}51 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Conform teoriei razei eficace a potențialului nuclear, aceste mărimi calculate experimental, nu determină forma potențialului nuclear, însă pentru o formă aleasă arbitrar a și r_e determină parametrii D și r_n. Pentru exemplificare, în tabloul VI—1 se indică valorile acestor parametri pentru cîteva forme de potențial nuclear în starea de triplet, iar în tabloul VI—2 sînt redate valorile corespunzătoare pentru starea de singlet.

TABLOUL VI—1

Parametrii D și r_n pentru potențialul nuclear ^{3}(np) în aproximația independenței de formă.

$a(t) = 5{,}37 \cdot 10^{-13}$ cm; $r_e(t) = 1{,}70 \cdot 10^{-13}$ cm.

Forma de potențial nuclear	r_n (10^{-13} cm)	$D(t)$ (MeV)
dreptunghiular	2,01	36,1
Gauss	1,49	72,1
exponențial	0,67	189,3
Yukawa	1,57	41,8

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

TABLOUL VI—2

Parametrii D și r_n pentru potențialul nuclear [1](np) în aproximația independenței de formă.

$a(s) = -23{,}7 \cdot 10^{-13}$ cm.

Forma de potențial nuclear	$r_e(s)=2{,}1\cdot10^{-13}$ cm		$r_e=(s)2{,}4\cdot10^{-13}$ cm		$r_e(s)=2{,}7\cdot10^{-13}$ cm	
	r_n (10^{-13} cm)	$D(s)$ (MeV)	r_n (10^{-13} cm)	$D(s)$ (MeV)	r_n (10^{-13} cm)	$D(s)$ (MeV)
dreptunghiular	2,03	23,2	2,31	17,8	2,64	13,5
Gauss	1,40	52,9	1,60	40,6	1,78	32,3
exponențial	0,56	178,8	0,64	137,7	0,71	109,5
Yukawa	0,93	77,2	1,05	59,8	1,17	47,7

Introducînd în ecuația (VI, 5—16) valorile celor patru parametri de împrăștiere se obține următoarea formulă numerică pentru secțiunea eficace totală de împrăștiere σ_0, în starea S, în funcție de energia neutronilor incidenți E_n, în domeniul 0,02 ÷ 20 MeV:

$$\sigma_0 = \frac{2{,}73}{(1-0{,}0553\cdot E_n)^2+0{,}35\,E_n} + \frac{17{,}63}{(1+0{,}344\cdot E_n)^2+6{,}80\,E_n} \text{ (barn)} \qquad \text{(VI, 5—18)}$$

Reprezentarea grafică a acestei ecuații $\sigma_0 = f(E_n)$ este redată în figura VI—12, în care se indică și datele experimentale. Se observă o foarte bună concordanță între teorie și experiență, ceea ce constituie o demonstrație convingătoare a succesului aplicării mecanicii cuantice în fizica nucleului.

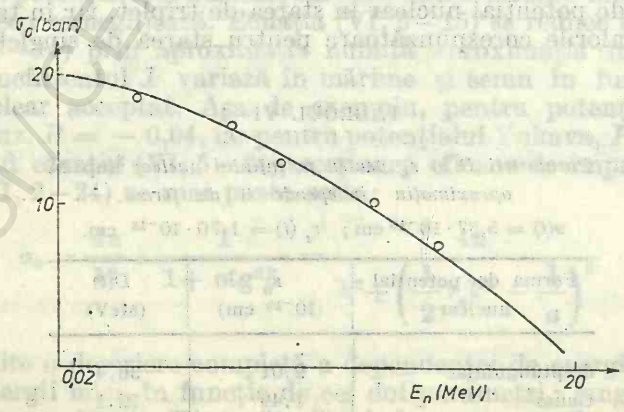


Fig. VI—12. — Variația secțiunii eficace de împrăștiere neutron-proton, cu energia neutronilor (la energii mici); — curba teoretică; ○ date experimentale.

6. ÎMPRĂȘTIEREA PROTON-PROTON LA ENERGII MICI

Procesul de împrăștiere proton-proton poate fi cercetat experimental cu mai multă precizie decît împrăștierea neutron-proton, datorită faptului că se obțin cu ușurință fluxuri de protoni bine colimate, monoenergetice, într-un domeniu larg de energie și este posibilă detectarea cu precizie a neutronilor împrăștiați.

Deoarece sistemul biprotonic legat (^{2}He) nu există în natură, studiul teoretic și experimental al interacției proton-proton se limitează numai la procesul de împrăștiere. La energii ale protonilor incidenți (pînă la $\sim$ 10 MeV) în tratarea teoretică se consideră mai întîi forțele centrale. Teoria împrăștierii proton-proton la energii mici a fost elaborată de Breit [1] și este mai complexă decît teoria împrăștierii neutron-proton datorită influenței a doi factori: interacția electrostatică repulsivă și indiscernabilitatea nucleonilor.

La interacția biprotonică, are loc o interferență a undelor protonice sub acțiunea forțelor nucleare proton-proton cu rază mică de acțiune și a forțelor coulombiene cu rază „infinită" de acțiune, a cărei mărime este dependentă de energia protonilor incidenți. Potențialul coulombian modifică apreciabil procesul de împrăștiere, prin faptul că împrăștierea este puternic anizotropă. Din această cauză, pentru a se obține informații asupra forțelor nucleare, nu este necesară măsurarea secțiunii eficace totale, ci este utilă studierea distribuției unghiulare a protonilor împrăștiați.

Indiscernabilitatea celor doi protoni angajați în procesul de ciocnire are două consecințe. În primul rînd, datorită faptului că detectorul nu poate distinge între protonul împrăștiat și împrăștietor, este imposibil să se discearnă experimental, între un proces de împrăștiere la unghiuri mici și un proces de împrăștiere la unghiuri mari, așa cum se poate vedea clar din figura VI—13. Din această cauză, este îndeplinită egalitatea:

$$\sigma(\theta) = \sigma(\pi - \theta) \qquad \text{(VI, 6—1)}$$

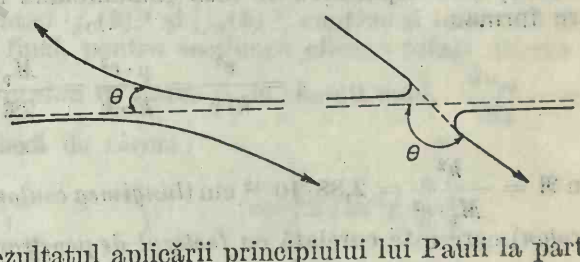


Fig. VI — 13. — Împrăștierea proton-proton în sistemul centrului de masă.

A doua consecință este rezultatul aplicării principiului lui Pauli la particule identice. Funcția de undă a sistemului biprotonic trebuie să fie antisimetrică față de o permutare a coordonatelor spațiale și a variabilelor de spin. Rezultă deci că funcția de undă spațială simetrică (stările S, D, G, ...) se combină cu funcția de undă de spin antisimetrică (spinii anti-

[1] G. Breit, E. Condon, R. Present, *Phys. Rev.*, **50**, 825 (1936). G. Breit, H. Thaxton, L. Eisenbud, *Phys. Rev.*, **55**, 1018 (1939). G. Breit, *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 238 (1951); G. Breit, R. Gluckstern, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 365 (1953).

paraleli), iar funcția de undă spațială antisimetrică (stările P, F,...) se combină cu funcția de undă de spin simetrică (spinii paraleli). În împrăștierea proton-proton la energii mici ($\sim$ 10 MeV), interacția are loc în starea S și cercetarea experimentală a acestui sistem va oferi indicații asupra interacției nucleare biprotonice în starea de singlet.

Existența unei forțe de atracție între protoni, cu rază scurtă de acțiune, a fost demonstrată pentru prima dată [1] prin cercetarea împrăștierii protonilor de energie mică (0,7 ÷ 2,4 MeV) de către hidrogen, cînd s-a constatat că măsurătorile de secțiune eficace nu verifică formula de împrăștiere coulombiană a două particule identice, stabilită de Mott [2] și procesul a fost desemnat ca *împrăștiere anormală*.

Pentru calculul secțiunii eficace de împrăștiere proton-proton, sub acțiunea forțelor coulombiene și nucleare se procedează la fel ca în teoria împrăștierii neutron-proton. Ecuația lui Schrödinger are, în acest caz, următoarea formă:

$$\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}r^2}+\frac{8\pi^2M}{h^2}\left[E-U(r)-\frac{e^2}{r}-\frac{l(l+1)h^2}{2Mr^2}\right]\cdot u=0 \quad \text{(VI, 6—2)}$$

în care $\frac{e^2}{r}$ este energia de repulsie coulombiană, iar ultimul termen reprezintă energia potențială centrifugală.

Pentru împrăștierea coulombiană pură, în ecuația (VI, 6—2) punem $U(r)=0$ și funcția de undă radială coulombiană $u_c(r)$, pentru $r\to\infty$, are expresia [3]:

$$\underset{r\to\infty}{u_c(r)}=\frac{1}{k}\sin\left(kr-\eta\cdot\ln 2kr-l\frac{\pi}{2}+\delta_c\right) \quad \text{(VI, 6—3)}$$

unde δ_c este deplasarea de fază coulombiană în starea S iar mărimea η are forma:

$$\eta=\frac{e^2}{\hbar\cdot v}=\frac{\mu\cdot e^2}{\hbar^2\cdot k}=\frac{M_p\cdot e^2}{2\Re\cdot k} \quad \text{(VI, 6—4)}$$

cu $\Re=\dfrac{\hbar^2}{M_p\cdot e^2}=2{,}88\cdot10^{-12}$ cm (*lungimea coulombiană caracteristică pentru proton*) care este corelată cu *factorul de penetrare Coulomb*, C, prin relația:

$$C^2=\frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta}-1}$$

---

[1] M. Tuve și colab., *Phys. Rev.*, **50**, 806 (1936).
R. Herb și colab., *Phys. Rev.*, **55**, 998 (1939).
[2] N. Mott, *Proc. Roy. Soc.*, A **126**, 259 (1930).
[3] Pentru proprietățile funcțiilor coulombiene: N. Mott, H. Massey, „The Theory of Atomic Collisions", Oxford Press, 1949.

La energii mici (100 ÷ 300 keV) ale protonilor incidenți, intensitatea slabă a cîmpului coulombian nu permite acestora să intre în sfera de acțiune a cîmpului nuclear. La energii mai mari (valori mici η) $C \to 1$ și împrăștierea este predominant nucleară. Termenul $\eta \ln 2kr$ este determinat de raza „infinită" de acțiune a cîmpului coulombian prin faptul că potențialul coulombian impune comportarea funcției de undă la $r \to \infty$.

Dacă acum, în afară de potențialul coulombian acționează și potențialul nuclear $U(r)$, funcția de undă radială $u(r)$ este de forma:

$$u(r) \underset{r\to\infty}{=} \frac{1}{k} \cdot \sin\left(kr - \eta \ln 2kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_C + \delta_n\right) \qquad \text{(VI, 6—5)}$$

unde δ_n este deplasarea de fază nucleară, în prezența potențialului coulombian (mărimea δ_n se deosebește de δ_0 deplasarea de fază nucleară pură, în absența potențialului coulombian). Cu ajutorul acestor funcții se calculează amplitudinile de împrăștiere coulombiană $f_C(\theta)$ și nucleară $f_N(\theta)$, care au forma:

$$f_C(\theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(e^{2i\delta_C} - 1) P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 6—6)}$$

$$f_N(\theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) e^{2i\delta_C}(e^{2i\delta_n} - 1) P_l(\cos\theta) \qquad \text{(VI, 6—7)}$$

iar amplitudinea totală de împrăștiere $f(\theta)$ este dată de suma:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta) \qquad \text{(VI, 6—8)}$$

Conform relației (VI, 2—8) secțiunea eficace totală diferențială de împrăștiere proton-proton, $d\sigma_{pp}$ se obține din ecuația:

$$d\sigma_{pp} = |f_C(\theta) + f_N(\theta)|^2 \, d\Omega \qquad \text{(VI, 6—9)}$$

care, pe lîngă termenii patratici $|f_C(\theta)|^2$ și $|f_N(\theta)|^2$, conține și termenul de interferență $f_C(\theta) \cdot f_N(\theta)$. În final, pentru secțiunea eficace totală diferențială de împrăștiere proton-proton în starea S, la energii mici, $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}$, se stabilește o expresie complexă de forma:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4 \cdot E}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4\frac{\theta}{2}} - \frac{\cos\left(2\eta \ln \operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\frac{\theta}{2} \cdot \cos^2\frac{\theta}{2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{\eta} \sin\delta_n \left[\frac{\cos\left(\delta_n + 2\eta \ln \sin\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\frac{\theta}{2}} + \frac{\cos\left(\delta_n + 2\eta \ln \cos\frac{\theta}{2}\right)}{\cos^2\frac{\theta}{2}} \right] + \frac{4}{\eta^2} \cdot \sin^2\delta_n \right\} \qquad \text{(VI, 6—10)}$$

Primul termen din ecuația (VI, 6—10) exprimă împrăștierea clasică Rutherford, iar următorii doi sînt termeni corectivi pentru împrăștierea a două particule identice (termenul al doilea este termenul clasic Rutherford și termenul al treilea este termenul cuantic de interferență dintre

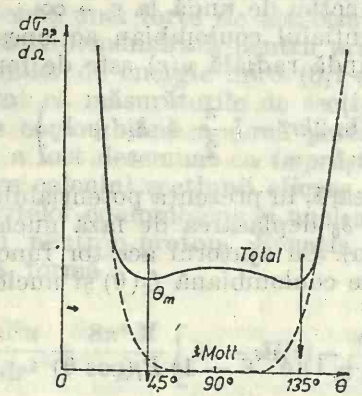


Fig. VI—14. — Variația secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere proton- proton cu unghiul de împrăștiere $E = 2{,}4$ MeV.

particula incidentă și împrăștiată). Primii trei termeni formează cunoscuta *formulă de împrăștiere Mott*. La energii mici ale protonilor incidenți (η mare) sau pentru unghiuri mici de împrăștiere, procesul de împrăștiere este predominant coulombian. După cum rezultă din figura VI—14, unde se redă variația secțiunii diferențiale $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}$ cu unghiul de împrăștiere, împrăștierea Mott expune o simetrie în jurul unghiului $\theta = 90°$ și se manifestă la unghiuri mai mici de 45° și 135°. La energii mari (η mic) ale protonilor incidenți, împrăștierea nucleară devine predominantă și în ecuația (VI, 6—10) crește contribuția termenilor în η^{-1} și η^{-2}. Termenul în η^{-1} exprimă interferența dintre împrăștierea coulombiană și împrăștierea nucleară ($f_C(\theta) \cdot f_N(\theta)$) și determină apariția minimelor pe curba $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = f(\theta)$ pentru unghiurile θ_m și $\pi - \theta_m$. Cu creșterea energiei protonilor, minimul se deplasează spre valori mai mici ale unghiului θ_m, așa cum se poate vedea din figura VI—15. Deoarece termenul de interferență este proporțional cu factorul $\sin \delta_n$, din măsurarea experimentală a secțiunii eficace la energii mici este posibilă determinarea semnului deplasării nucleare de fază δ_n. Ultimul termen reprezintă împrăștierea nucleară pură și se manifestă între unghiurile θ_m și $\pi - \theta_m$, prin independența secțiunii eficace de unghiul de împrăștiere, ca urmare a simetriei sferice a interacțiunii nucleare în starea S.

Deplasarea coulombiană de faza δ_C nu apare explicit în ecuația (VI, 6—10) fiind eliminată algebric prin utilizarea unei forme cunoscute de potențial nuclear.

Ecuația (VI, 6—10) este bine verificată de datele experimentale obținute din studiul împrăștierii protonilor de energie mică (1,85 ÷ 4,2

MeV) pe protoni, după cum se observă din figura VI—15, unde se prezintă variația secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere a protonilor cu unghiul de împrăștiere. Creșterea predominanței împrăștierii nucleare cu

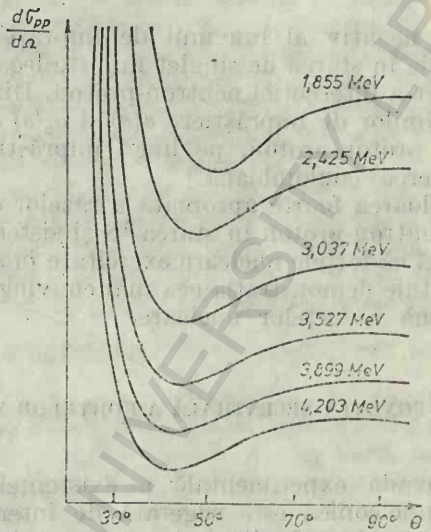


Fig. VI—15. — Distribuția unghiulară în împrăștierea proton-proton la energii mici. (θ în coordonatele c.m.).

mărirea energiei protonilor incidenți este demonstrată clar de datele tabloului VI—3, care redă creșterea factorilor η^{-1} și η^{-2} cu mărirea energiei protonilor.

Aplicarea teoriei razei eficace la studiul interacției proton-proton, permite determinarea parametrilor a și r_e. Variația deplasării nucleare de fază, în starea S, cu energia protonilor incidenți, în aproximația independenței de formă, este dată de o relație similară cu (VI, 5—15) în care este inclusă influența împrăștierii coulombiene prin factorul de penetrare coulombian, C, și lungimea caracteristică coulombiană, $\mathfrak{R}$:

TABLOUL VI—3

Dependența de energie a factorilor η^{-1} și η^{-2}

E(MeV)	η^{-1}	η^{-2}
0,36	5,4	29
0,64	7,2	51
1	9,0	80
4	18	320

$$C^2 k.\operatorname{ctg}\delta + \frac{1}{\mathfrak{R}} \cdot F(\eta) = -\frac{1}{a_p(s)} + \frac{1}{2} r_{ep}(s) k^2 \qquad (VI, 6-11)$$

unde $F(\eta)$ este o funcție lent variabilă de η[1]), $a_p(s)$ este lungimea de împrăștiere în stare de singlet și $r_{ep}(s)$ este raza eficace. (De notat că pentru η mic, $C \to 1$ și pentru $e \to 0$, $\mathfrak{R} \to \infty$ care transformă ecuația (VI, 6—11) în (VI, 5—14), valabilă pentru împrăștierea neutron-proton). Din confrun-

[1]) M. Preston, „Physics of Nucleus", Addison Wesley, 1963.

tarea datelor experimentale de împrăştiere cu ecuaţia (VI, 6—11) se obţin următoarele valori pentru parametrii $a_p(s)$ şi $r_{ep}(s)$:

$$a_p(s) = -7{,}69 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}; \quad r_{ep}(s) = 2{,}65 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}$$

Semnul negativ al lungimii de împrăştiere demonstrează că sistemul biprotonic în starea de singlet nu este legat, în deplină analogie cu starea de singlet a interacţiei neutron-proton. Diferenţa dintre cele două mărimi ale lungimilor de împrăştiere $a(s)$ şi $a_p(s)$ este datorată faptului că în interacţia proton-proton, pe lîngă împrăştierea nucleară, se manifestă şi împrăştierea coulombiană.

Valoarea foarte apropiată a razelor eficace $r_e(s)$ şi $r_{ep}(s)$ pentru sistemul neutron-proton în starea ^1S şi sistemul proton-proton în starea ^1S, sugerează că forţele nucleare exercitate în aceste două sisteme sînt similare şi constituie demonstraţia cea mai convingătoare a ipotezei independenţei de sarcină a forţelor nucleare.

7. COMPONENTA NECENTRALĂ A FORŢELOR NUCLEARE (FORŢA TENSORIALĂ)

Dovada experimentală a existenţei forţelor necentrale în interacţia binucleonică este sugerată de interpretarea valorilor momentului magnetic nuclear de dipol şi a momentului electric nuclear de cuadrupol ale deuteronului. Neaditivitatea momentelor magnetice de dipol ale neutronului şi protonului în formarea momentului magnetic de dipol al deuteronului ($\mu_n + \mu_p \neq \mu_d$) şi valoarea mică a momentului electric de cuadrupol[1] măsurată experimental, demonstrează că potenţialul de interacţie dintre neutron şi proton nu este un potenţial pur central şi ca urmare, funcţia de undă a deuteronului nu are simetrie sferică totală. Pe lîngă starea $S(l = 0)$ trebuie să existe şi stări cu $l \neq 0$. Ţinînd seama că pentru deuteron $I = 1$, sînt posibile următoarele combinaţii dintre L şi S:

$$L = 0,\ S = 1 \quad \text{starea} \quad {}^3S_1$$

$$L = 1,\ S = 0 \quad ,, \quad {}^1P_1$$

$$L = 1,\ S = 1 \quad ,, \quad {}^3P_1$$

$$L = 2,\ S = 1 \quad ,, \quad {}^3D_1$$

Deoarece $S = 1$, conform principiului conservării parităţii, fiind posibile numai combinaţii de stări cu l par sau impar, starea fundamentală a deuteronului este deci un amestec de stări $^3S_1$ şi $^3D_1$. Funcţia de undă a sistemului binucleonic Ψ este dată de suma:

$$\Psi = C_S\,\Psi(^3S_1) + C_D\,\Psi(^3D_1) \qquad \text{(VI, 7—1)}$$

---

[1] Valoarea experimentală $q = 2{,}88 \cdot 10^{-27}$ cm^2 este mult mai mică decît mărimea corespunzătoare pătratului razei nucleului de deuteriu: $q \simeq R^2 \simeq 2.10^{-25}$ cm^2.

unde $\Psi(^3S_1)$ și $\Psi(^3D_1)$ sînt funcțiile de undă normalizate pentru stările S și D, cu $I = 1$. Funcția de undă totală este normalizată prin condiția:

$$C_S^2 + C_D^2 = 1 \qquad \text{(VI, 7—2)}$$

unde $P_S = C_S^2$ și $P_D = C_D^2$ reprezintă probabilitățile de existență a deuteronului în stările S și D. Calculele efectuate pentru momentul electric nuclear de cuadrupol [1], utilizînd funcția de undă nucleară descrisă de ecuația (VI, 7—1), pentru diferite forme de potențial nuclear, conduc la valori care concordă bine cu măsurătorile experimentale. Pentru C_D^2 s-au obținut valori cuprinse între 3 și 6%, ceea ce arată că deuteronul se găsește în starea D într-o fracțiune foarte scurtă de timp.

Deoarece funcția de undă nucleară include stări cu valori diferite ale lui l, rezultă că este violat principiul conservării momentului unghiular orbital. Schimbarea de moment unghiular orbital este determinată de un potențial, care este o funcție de distanța dintre nucleoni și orientarea reciprocă a spinilor acestora față de raza vectoare care îi unește $\left(r \cdot F_\theta = -\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$. Componenta necentrală a forței nucleare care amestecă stări de valori diferite ale lui L și S, dar cu același I, este numită *forță tensorială* și a fost prevăzută încă din 1938 de către Yukawa și Kemmer, din modificarea teoriei mezonice a forțelor nucleare. În acest caz, este conservat numai momentul unghiular total, I, iar momentele unghiulare orbital și de spin, luate separat, nu se conservă.

Pentru a stabili expresia potențialului tensorial, trebuie luată în considerare invarianța acestuia față de rotația și reflexia sistemului de coordonate cu care se descrie mișcarea relativă a nucleonilor, sau în exprimare matematică, potențialul tensorial este un scalar. Singurele mărimi cu care se poate construi un asemenea scalar sînt vectorul r care reprezintă distanța internucleonică și vectorii de spin ai celor doi nucleoni σ_p și σ_n (componentele acestora, σ_x, σ_y și σ_z sînt matricele lui Pauli). Forma cea mai generală a potențialului tensorial este:

$$V = V_T(r \cdot)S_{12} \qquad \text{(VI, 7—3)}$$

unde $V_T(r)$ reprezintă dependența interacției tensoriale de distanță, fiind o funcție ordinară de r, iar S_{12} este operatorul tensorial ce depinde de vectorul r și operatorii σ_p, σ_n și exprimă caracterul necentral al interacției. Exprimarea scalară a operatorului — bilineară în σ_p și σ_n și cu puteri pare în r — trebuie să fie de forma [2]: $(\sigma_p \cdot r) \cdot (\sigma_n \cdot r)$ sau $(\sigma_p \times r) \cdot (\sigma_n \times r)$.

---

1) H. Feshbach, J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **84**, 194 (1951).

2) Trebuie îndeplinite condițiile:
— La reflexie, vectorul r (vector polar) se schimbă în — r și de aceea trebuie să apară numai în puteri pare.
— La reflexie vectorii σ_p și σ_n nu schimbă semnul, deoarece sînt vectori axiali.
— Puterile superioare în σ_p și σ_n pot fi reduse la puterea unu, prin relațiile cunoscute de comutare.
— Nu poate apărea derivata lui r, deoarece aceasta ar conduce la o forță dependentă de viteză.

Pe baza identității vectoriale, ultima expresie este o combinație liniară dintre prima expresie și produsul $\sigma_p \cdot \sigma_n$. Prin urmare, combinația $(\sigma_p \cdot r) \cdot (\sigma_n \cdot r)$ este în esență singurul scalar care descrie forțele necentrale. De obicei, potențialul forței necentrale se determină astfel, încît media după toate direcțiile lui r să fie nulă:

$$\frac{1}{4\pi}\int (\sigma_p \cdot r)\cdot(\sigma_n \cdot r)\cdot d\Omega = \frac{1}{3} r^2 \sigma_p \cdot \sigma_n \qquad \text{(VI, 7—4)}$$

și operatorul tensorial S_{12} ia forma:

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\sigma_p \cdot r)\cdot(\sigma_n \cdot r) - \sigma_p \cdot \sigma_n \qquad \text{(VI, 7—5)}$$

Forma operatorului tensorial S_{12} demonstrează caracterul „cvasi-magnetic" al forțelor tensoriale dependente de spin. Energia potențială de interacție dintre doi dipoli magnetici m_1 și m_2, este dată de o relație similară cu (VI, 7—3) deoarece forța magnetică dintre dipoli este dependentă de orientarea acestora față de axa care îi unește.

În starea de singlet ($^1S_1$, $^1P_1$, $^1D_1$, ...) unde spinii nucleonilor sînt antiparaleli, conform relației (VI, 4—4), $\sigma_p \cdot \sigma_n = -3$ și operatorul tensorial S_{12} se anulează ($S_{12} = -3\sigma^2 + 3 = 0$), ceea ce arată că forțele tensoriale sînt nule. Acest rezultat confirmă constatarea, obținută din datele de împrăștiere binucleonică, că *forțele nucleare în starea de singlet sînt forțe centrale. Forțele tensoriale acționează deci, numai în starea de triplet.* Semnul și mărimea operatorului tensorial S_{12}, pentru cîteva cazuri simple, sînt indicate în figura VI—16. Se observă că în cazul:

a) cînd spinii paraleli ai protonului și neutronului sînt dispuși de-a lungul axei spinului nuclear I, operatorul tensorial este pozitiv, $S_{12} = +2$,

b) cînd spinii sînt perpendiculari pe direcția care unește cei doi nucleoni, $S_{12} = -1$.

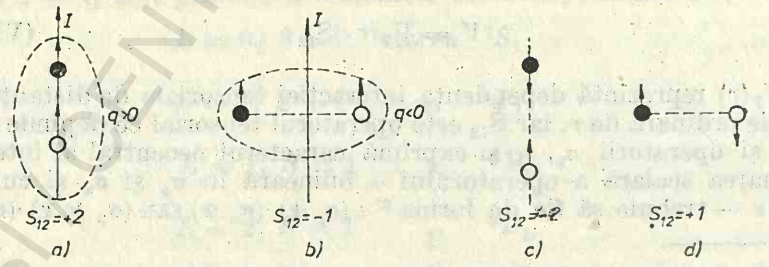


Fig. VI—16.— Semnul și mărimea operatorului tensorial S_{12} pentru cîteva configurații binucleonice. ● — proton; ○ — neutron.

Din relația (VI, 7—3) rezultă că potențialul tensorial este atractiv în cazul a), dacă $V_T(r) < 0$ și ca urmare, forma nucleului este alungită în direcția lui I (elipsoid prolat), pentru care momentul electric nuclear de cuadrupol este pozitiv $q > 0$. În cazul b) potențialul tensorial este po-

zitiv și forța tensorială este repulsivă, care determină o formă a nucleului de elipsoid obalt, cu $q < 0$. Acest fapt demonstrează corelația dintre semnul momentului electric nuclear de cuadrupol și semnul funcției potențiale $V_R(r)$.

Ținînd seama de conservarea momentului unghiular total I, și a parității π, stările de triplet ale sistemului binucleonic neutron-proton, în care acționează forțele tensoriale, se pot clasifica într-o formă, care este indicată în tabloul VI—4. De exemplu, în starea de triplet de spin $I=1$, forța tensorială amestecă numai stările cu paritate pară, $\pi = (-1)^L = +1$, ${}^3S_1$ și ${}^3D_1$, așa cum s-a constatat experimental.

TABLOUL VI—4

Clasificarea stărilor de triplet pentru sistemul neutron-proton, cu forțe tensoriale

I	Stări pare $\pi = +1$	Stări impare $\pi = -1$
0		${}^3P_0$
1	${}^3S_1$, ${}^3D_1$	${}^3P_1$
2	${}^3D_2$	${}^3P_2$, ${}^3F_2$
3	${}^3D_3$, ${}^3G_3$	${}^3F_3$

Influența forțelor tensoriale asupra sistemului binucleonic la energii mici, a fost cercetată amănunțit de Rarita și Schwinger[1], care au calculat momentul magnetic nuclear de dipol și momentul electric nuclear de cuadrupol al deuteronului, utilizînd o groapă dreptunghiulară de potențial nuclear, cu raza $r = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm atît pentru potențialul central, cît și pentru potențialul tensorial. Pentru rezolvarea ecuației lui Schrödinger, în cazul sistemului neutron-proton, în sistemul centrului de masă, s-a utilizat forma cea mai generală a potențialului nuclear:

$$V(r) = V_C(r) + V_\sigma(r) \cdot (\sigma_p \cdot \sigma_n) + V_T(r) \cdot S_{12} \qquad \text{(VI, 7—6)}$$

unde $V_C(r)$ este potențialul central pur, dependent numai de coordonatele spațiale ale neutronului și protonului, $V_\sigma(r)$ este potențialul central dependent de spinul nucleonilor, iar ultimul termen reprezintă potențialul tensorial. Valorile obținute concordă bine cu măsurătorile experimentale, demonstrînd că starea fundamentală a deuteronului reprezintă un amestec de 4% stare ${}^3D_1$ și 96% stare ${}^3S_1$. Calculele efectuate cu alte forme de potențial nuclear, dintre care mai mult cu potențialul Yukawa și utilizînd valori diferite ale razei nucleare r_n, au condus de asemenea la bună concordanță cu datele experimentale. Determinarea experimentală a lungimii de împrăștiere în stare de triplet $a(t)$ și a razei eficace r_e, pentru potențialul Yukawa, arată că raza de acțiune a potențialului tensorial $r_n(T)$ este mai mare decît raza de acțiune a potențialului central $r_n(C)$, $r_n(T) > r_n(C)$. În același timp, adîncimea gropii de potențial tensorial este mai mică decît aceea corespunzătoare potențialului central. Calculele efectuate de Fesh-

1) W. Rarita, J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **59**, 436 (1941).

bach, dau următoarele valori pentru potențialele $V_C(r)$ și $V_T(r)$ și razele de acțiune ale acestora $r_n(C)$ și $r_n(T)$:

$$V(r) = -V_C(r)\frac{e^{-\frac{r}{r_n(C)}}}{r/r_n(C)} - V_T(r)\frac{e^{-\frac{r}{r_n(T)}}}{r/r_n(T)} \qquad \text{(VI, 7—7)}$$

$$V_C(r) = 47 \text{ MeV} \qquad r_n(C) = 1{,}18 \text{ fm}$$

$$V_T(r) = 24 \text{ MeV} \qquad r_n(T) = 1{,}70 \text{ fm}.$$

Astfel de potențiale s-au aplicat de către Feshbach la calculul energiei de legătură la sisteme trinucleonice ($^3_1$H, $^3_2$He) și tetranucleonice ($^4_2$He). Este bine cunoscut că, în general, energia de legătură observată este mai mică decît valoarea calculată cu considerarea interacțiunii pur centrale. Introducerea forței tensoriale reduce valoarea teoretică, apropiindu-se mai mult de mărimea determinată experimental.

În procesele de împrăștiere binucleonică la energii mici ($\sim$ 10 MeV) contribuția forței tensoriale la secțiunea eficace de împrăștiere neutron-proton este de numai 1%.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul VII

ÎMPRĂȘTIEREA BINUCLEONICĂ LA ENERGII MARI

Din cercetarea împrăștierii binucleonice la energii mici și a deuteronului, s-au obținut cîteva informații asupra proprietăților forțelor nucleare, de exemplu : independența de sarcină, dependența de spin, caracterul tensorial al forțelor nucleare. Pentru potențialul nuclear s-au putut stabili mărimea adîncimii gropii de potențial și a razei de acțiune a acestuia, fără a fi posibilă însă precizarea formei potențialului, după cum indică aproximația independenței de formă.

Împrăștierea binucleonică la energii mari (10÷300 MeV) oferă date suplimentare cu privire la forțele nucleare, demonstrînd noi proprietăți, de exemplu : caracterul de schimb, existența potențialului nuclear repulsiv, creșterea contribuției forțelor tensoriale și manifestarea forțelor dependente de viteză, de tipul cuplării spin-orbită. Cu creșterea energiei nucleonului incident se micșorează lungimea de undă asociată acestuia, apropiindu-se de raza de acțiune a forțelor nucleare. În aceste condiții, raportul dintre lungimea de undă asociată nucleonului incident și raza de acțiune a forțelor nucleare, determină desfășurarea procesului de împrăștiere, care devine sensibil la forma potențialului nuclear și nu mai este valabilă aproximația independenței de formă. Conform teoriei razei eficace a forțelor nucleare, în ecuația (VI, 5—15) termenul $Pr_e^3k^4$ nu se mai neglijează la energii mari, deoarece coeficientul P, care oferă informații asupra potențialului nuclear, este finit. Totodată, cu creșterea energiei, devine semnificativă participarea stărilor P, D etc., cu moment unghiular diferit de zero, la procesul de împrăștiere. Importanța împrăștierii undelor de ordin superior, cu $l > 0$, este de asemenea guvernată de raportul dintre lungimea de undă asociată nucleonului și raza de acțiune a forțelor nucleare. Pentru exemplificare în tabloul VII—1 sînt indicate cîteva valori

TABLOUL VII—1

Participarea stărilor cu $l > 0$, în ciocnirea binucleonică la energii mari (în sistemul laboratorului)

E(MeV) în $S.l$	20	80	180	320	500
l_{max}	1	2	3	4	5

ale energiei, la care sînt afectate stările cu $l > 0$ în procesul de împrăștiere. Valorile lui l_{max} se determină din relația (VI, 2—6) sub

forma: $\sqrt{l_{max}(l_{max}+1)} = \frac{r_n}{\lambda\!\!\!^{-}}$. Folosind aproximația: $\sqrt{l_{max}(l_{max}+1)} \simeq l_{max} + \frac{1}{2}$, rezultă: $l_{max} \simeq \frac{r_n}{\lambda\!\!\!^{-}} - \frac{1}{2}$.

S-au efectuat măsurători experimentale ale secțiunilor eficace de împrăștiere, diferențiale și totale, pentru sistemele neutron-proton și proton-proton într-un domeniu larg de energie cuprins între 10 și 1000 MeV. Pînă la aproximativ 300 MeV — pragul pentru producerea de mezoni π prin ciocnire binucleonică neelastică [1] — împrăștierea este elastică. La energii mai mari de 300 MeV, are loc și ciocnirea neelastică cu producerea de mezoni π, astfel că secțiunea eficace totală σ_T, este dată de suma secțiunii eficace de împrăștiere elastică $\sigma_{elas.}$ și a secțiunii eficace de ciocnire neelastică $\sigma_{neelas.}$. Interpretarea datelor experimentale cu considerațiile teoretice acceptate în împrăștierea binucleonică la energii mici a condus la concluzii neașteptate și chiar ciudate. Prezența stărilor cu moment unghiular mare determină un număr mare de parametri în ecuațiile secțiunii eficace de împrăștiere, îngreunează interpretarea datelor și stabilirea unei bune concordanțe între măsurătorile experimentale și teorie. Analiza amănunțită a principalelor probleme ale împrăștierii binucleonice la energii mari este prezentată în cîteva monografii [2].

1. ÎMPRĂȘTIEREA NEUTRON-PROTON LA ENERGII MARI. CARACTERUL DE SCHIMB AL FORȚELOR NUCLEARE

Trăsătura caracteristică a împrăștierii neutron-proton la energii mari, rezultă din analiza variației secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere cu unghiul de împrăștiere (în sistemul centrului de masă), prezentată în figura VI—2b. Se observă că la energii mari, împrăștierea devine anizo-

---

[1] La energii mai mari de ~300 MeV au loc reacțiile:

$$p + n \to p + n + \pi^0 \qquad p + p \to p + p + \pi^0$$

sau

$$p + n \to p + p + \pi^- \qquad p + p \to p + n + \pi^+$$

unde π^0, π^+, π^- sînt mezoni de sarcină 0, $+e$, $-e$, cu energia de repaus $m_\pi \cdot c^2 = 139{,}58$MeV. La ciocnirea neelastică dintre un nucleon incident de masă m_1 și un nucleon în repaus (țintă) cu masa m_2, în sistemul laboratorului, energia de prag reprezintă energia cinetică minimă E_{prag} necesară pentru ca procesul endotermic ($Q < 0$) să se producă. Dacă: $E_{prag} = -\frac{m_1 + m_2}{m_2} Q$, cînd $m_1 = m_2$, pentru interacția binucleonică cu formarea unui mezon, rezultă: $E_{prag} = 2Q = 290$ MeV.

[2] W. Hess, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 368 (1958).

L. Hulthén, și M. Sugawara, „The two-nucleon problem", în „Handbuch der Physik", vol. 39, 1957.

G. Breit și colab., *Phys. Rev.*, **120**, 2227 (1960); G. Breit și colab., *Phys. Rev.*, **122**, 1606 (1961).

R. Wilson, „The nucleon-nucleon interaction", J. Wiley, 1963.

R. Natăf, „Interaction nucleon-nucleon", în „Les Réactions Nucléaires a Trois Corps", Lausanne, 1967.

tropă, manifestată prin minimul pronunțat al curbei $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$, în jurul valorii de 90° a unghiului de împrăștiere a neutronilor incidenți, secțiunea eficace diferențială avînd două maxime la 0 și 180°. Această comportare nu poate fi datorată contribuției stărilor cu $l > 0$ la procesul de împrăștiere, deoarece, de exemplu, la energia de 90 MeV, contribuția procesului de împrăștiere în starea S, la secțiunea eficace totală este de 90 %. Cu proprietățile forțelor nucleare prezentate pînă acum, nu se pot explica maximele secțiunii eficace diferențiale înregistrate la $\theta = 0°$ (împrăștierea înainte) și la $\theta = 180°$ (împrăștierea înapoi). După cum este cunoscut din teoria ciocnirilor nucleare la energii mici, adîncimea gropii de potențial, pentru sistemul neutron-proton, este $20 \div 50$ MeV, în funcție de forma sa și este o măsură a tăriei interacției binucleonice. Totodată, aceasta determină transferul maxim de energie la ciocnirea unui neutron incident cu protonul (în sistemul laboratorului). Dacă energia cinetică a neutronilor incidenți este superioară adîncimii gropii de potențial — U_0, sub acțiunea forțelor nucleare ordinare, numai o mică fracțiune din energia cinetică inițială va fi transferată protonului prin ciocnire. În acest caz, neutronii sînt împrăștiați predominant înainte, sub unghiuri mici, după cum se poate vedea în figura VII—1 *a*. Împrăștierea înapoi ($\theta = 180°$) a neutronului incident, implică împrăștierea înainte a protonului participant la procesul de ciocnire binucleonică. Aceasta sugerează o schimbare de iden-

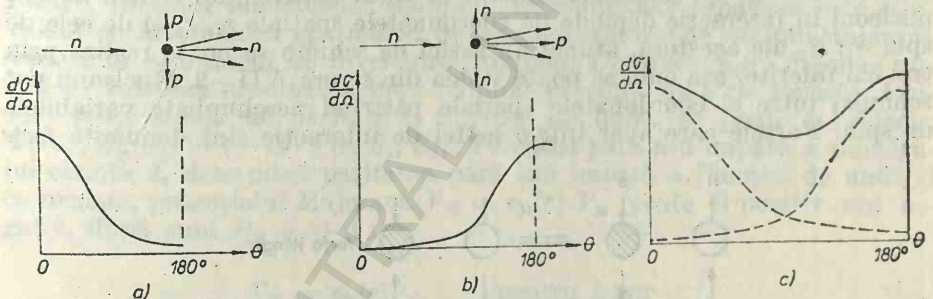


Fig. VII—1. — Împrăștierea neutronilor rapizi pe protoni sub acțiunea forțelor nucleare ordinare (*a*), de schimb (*b*) și a acțiunii simultane a acestora (*c*) (sistemul laboratorului).

titate între neutronul incident și protonul țintă : după ciocnire, neutronul se transformă în proton, iar protonul țintă se transformă în neutron, sub acțiunea forțelor nucleare de schimb [1]. Variația secțiunii eficace diferențiale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ cu unghiul de împrăștiere θ, observată experimental, cu un

[1] Schimbul de sarcină s-a demonstrat experimental din studiile de împrăștiere neutron-proton cu ajutorul camerei Wilson sau al emulsiei nucleare. Un flux de neutroni rapizi (care rămîne invizibil) produce în hidrogen urme de protoni prin ciocniri centrale. Era de așteptat ca neutronul rapid să fie deviat puternic de la direcția inițială, la un unghi de aproape 90°, iar protonul să pornească paralel cu direcția fluxului de neutroni. S-a constatat însă, că urmele vizibile produse de protoni apar deviate cu unghiuri mari față de direcția inițială a fluxului de neutroni, ceea ce dovedește transferul de sarcină de la un nucleon la altul.

maxim la 0°, determinat de acțiunea forței ordinare și unul la 180°, determinat de acțiunea forței de schimb, așa cum se poate vedea în figura VII—1*c*, este rezultatul acțiunii ambelor tipuri de forțe. Rezultatele experimentale pot fi bine interpretate teoretic [1], utilizînd diferite forme de potențial nuclear, dacă se consideră un amestec de forțe ordinare și de schimb cu contribuție egală, numite forțe Serber. Experiențele de împrăștiere binucleonică au oferit deci, demonstrația cea mai convingătoare a caracterului de schimb al forțelor nucleare în interacția binucleonică.

Forțele nucleare de schimb. Forțele de schimb sînt bine cunoscute în chimia fizică din teoria legăturii homeopolare. La molecula de hidrogen, cei doi electroni aparțin deopotrivă ambilor atomi, adică între aceștia are loc un schimb continuu al celor doi electroni. Energia de schimb, determinată de schimbul de electroni între cei doi atomi, se adaugă energiei totale a sistemului, cu semnul pozitiv sau negativ, în funcție de natura simetrică sau antisimetrică a funcției de undă. În cazul moleculei ionice de hidrogen H_2^+, forțele de schimb se manifestă în stabilirea legăturii chimice în care electronul se află într-o interacție de schimb cu cei doi protoni. Proprietatea comună a sistemului de doi protoni în interacție este electronul orbital. Pentru sistemul de doi nucleoni, Heisenberg a presupus pentru prima dată că proprietatea comună este sarcina electrică. Din considerente energetice, s-a arătat că forțele nucleare de schimb, exercitate între nucleoni, se pot realiza numai prin schimbul unor particule virtuale grele, denumite mezoni π. Dacă starea unui sistem de doi nucleoni în interacție depinde de coordonatele spațiale r_1, r_2 și de cele de spin S_1, S_2 ale acestora, atunci un astfel de schimb se poate realiza prin trei căi diferite, așa cum se poate vedea din figura VII—2. Nucleonii pot schimba între ei coordonatele spațiale păstrînd neschimbate variabilele de spin. Forțele care apar într-o astfel de interacție sînt denumite *forțe*

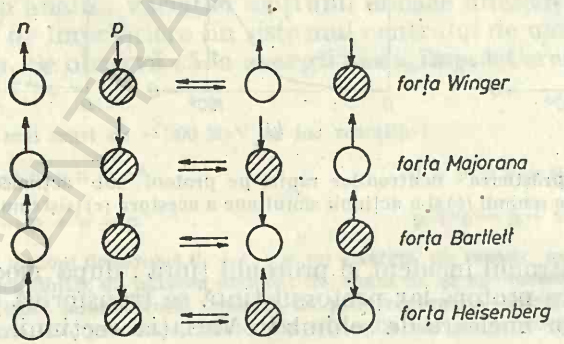


Fig. VII—2. — Interacția de schimb dintre doi nucleoni.

Majorana [2]. Nucleonii pot schimba între ei variabilele de spin, fără a fi schimbate coordonatele spațiale. Forțele create în urma unui astfel de schimb se numesc *forțe Bartlett* [3]. Schimbul simultan al variabilelor de

[1] R. Christian, E. Hart, *Phys. Rev.*, **77**, 441 (1950).
[2] E. Majorana, *Z. Physik*, **82**, 137 (1933).
[3] J. Bartlett, *Phys. Rev.*, **49**, 102 (1936).

spin și al coordonatelor spațiale determină apariția unor forțe de schimb, denumite *forțe Heisenberg* [1]. De regulă, forțele nucleare ordinare se numesc *forțe Wigner* [2]. Datorită similarității sistemelor ^{1}(nn), ^{1}(np), și ^{1}(pp), forțele de schimb acționează atît între perechi identice de nucleoni, cît și între perechi diferite.

Proprietățile acestor trei tipuri de forțe nucleare sînt diferite, fiind determinate de mărimea care este schimbată în procesul de interacție. Descrierea formală a interacției de schimb se realizează prin introducerea în hamiltonianul sistemului a unor *operatori de schimb*, care acționînd asupra funcției de undă, determină o permutare a coordonatelor spațiale, a variabilelor de spin, sau atît a unora, cît și a celorlalte simultan, în funcție de caracterul forțelor nucleare.

Forțele Majorana. Operatorul energiei de interacție se poate reprezenta sub forma produsului $v_M(r)\cdot P_M$, unde $v_M(r)$ este un potențial ordinar, care depinde numai de r, distanța dintre nucleoni, iar P_M este operatorul de schimb Majorana, care schimbă locurile coordonatelor spațiale ce intră în funcția de undă:

$$P_M \cdot \Psi(r_1, r_2, S_1, S_2) = \Psi(r_2, r_1, S_1, S_2)$$

Pentru sistemul binucleonic, schimbul coordonatelor spațiale este echivalent cu inversiunea spațială și de aceea operatorul de schimb Majorana reprezintă operatorul de inversiune spațială. Deoarece $v_M(r)$ depinde numai de valoarea absolută a lui r (cîmpul prezintă simetrie sferică), folosind proprietatea de paritate a funcției de undă, se poate considera: $\Psi(-r, S_1, S_2) = (-1)^l \cdot \Psi(r, S_1, S_2)$. Valoarea pară sau impară a numărului cuantic l, determină paritatea pară sau impară a funcției de undă și ca urmare, potențialul Majorana $V_M = v_M(r)\cdot P_M$ poate fi pozitiv sau negativ, după cum $P_M = \pm 1$:

$$\begin{aligned} V_M &= v_M(r) \qquad \text{pentru } l \text{ par} \\ V_M &= -v_M(r) \qquad \text{pentru } l \text{ impar} \end{aligned} \qquad \text{(VII, 1—1)}$$

Forțele Majorana sînt deci atractive pentru stările cu paritate pară (S, D, ...) și repulsive pentru stările cu paritate impară (P, F, ...). Din relația (VII, 1—1) se observă că pentru valori pare ale lui l, operatorul energiei potențiale nu diferă de operatorul energiei potențiale al forțelor ordinare — forțele Wigner. Aceasta demonstrează că studiile de împrăștiere în starea S, nu pot indica dacă forțele nucleare sînt forțe de schimb (forțe Majorana) sau forțe ordinare (forțe Wigner). La energii mai mari, se pot obține informații asupra caracterului forțelor nucleare, dacă sînt puse în evidență și stările cu $l > 0$. Pentru împrăștierea în starea p, în cazul forțelor Majorana, potențialul nuclear își schimbă semnul, adică are loc o respingere binucleonică, spre deosebire de atracția care se ob-

[1] W. Heisenberg, *Z. Physik*, **77**, 1 (1932); **78**, 156 (1932); **80**, 587 (1932).
[2] E. Wigner, *Phys. Rev.*, **43**, 252 (1933).

servă la împrăștierea S. Totodată, semnul deplasării de fază δ_l care descrie împrăștierea p, este contrar semnului deplasării de fază δ_0, care descrie împrăștierea S.

Forțele Bartlett. Potențialul nuclear Bartlett este de forma: $V_B = v_B(r) \cdot P_B$, unde $v_B(r)$ este o funcție ordinară de r, iar P_B este operatorul de schimb Bartlett, care schimbă coordonatele de spin ale celor doi nucleoni lăsînd neschimbate coordonatele spațiale:

$$P_B \cdot \Psi(r_1, r_2, S_1, S_2) = \Psi(r_1, r_2, S_2, S_1)$$

Dacă funcția de undă totală este reprezentată de produsul funcției de undă spațiale $\Psi_{spațiu}$ și de spin Ψ_{spin}, operatorul P_B va acționa numai asupra funcției de undă de spin: $P_B \cdot \Psi_{12}(S) = \Psi_{21}(S)$. După cum este știut, funcția de undă de spin Ψ_{spin} este simetrică față de permutarea variabilelor de spin, dacă $S = 1$ și antisimetrică, dacă $S = 0$, astfel că: $\Psi(r, S_1, S_2) = (-1)^{S+1} \cdot \Psi(r, S_1, S_2)$. Potențialul Bartlett are semne diferite dacă $S = 1$ sau $S = 0$, după cum $P_B = \pm 1$:

$$\begin{aligned} V_B &= v_B(r) && \text{pentru } S = 1 \\ V_B &= -v_B(r) && \text{pentru } S = 0 \end{aligned} \qquad \text{(VII, 1—2)}$$

Forțele Bartlett sînt deci atractive în starea de triplet și repulsive în starea de singlet. Știind că:

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{S} = S(S+1) = \begin{cases} 2 \text{ pentru } S = 1 \\ 0 \text{ pentru } S = 0 \end{cases}$$

ecuația (VII, 1—2) se mai poate scrie:

$$V_B = (\mathbf{S} \cdot \mathbf{S} - 1) \cdot v_B(r) = \frac{1}{2}(1 - \sigma_1 \cdot \sigma_2)\, v_B(r) \qquad \text{(VII, 1—3)}$$

din care rezultă clar dependența de spin a potențialului Bartlett.

Forțele Heisenberg. Potențialul Heisenberg este de forma: $V_H = v_H(r) \cdot P_H$, unde $v_H(r)$ este o funcție ordinară de r, iar P_H este operatorul de schimb Heisenberg, care schimbă coordonatele de spațiu și de spin:

$$P_H \cdot \Psi(r_1, r_2, S_1, S_2) = \Psi(r_2, r_1, S_2, S_1)$$

Din definiția operatorului Heisenberg rezultă: $P_H = P_M \cdot P_B$, astfel că: $\Psi(r, S_1, S_2) = (-1)^{l+S+1} \cdot \Psi(r, S_1, S_2)$. Potențialul Heisenberg are semne diferite, după cum urmează:

$$V_H = \begin{cases} v_H(r) \begin{cases} \text{pentru } l \text{ par}, & S = 1 \\ \text{pentru } l \text{ impar}, & S = 0 \end{cases} & T = 0 \\ -v_H(r) \begin{cases} \text{pentru } l \text{ par}, & S = 0 \\ \text{pentru } l \text{ impar}, & S = 1 \end{cases} & T = 1 \end{cases} \qquad \text{(VII, 1—4)}$$

și este deci atractiv pentru stările de triplet par și singlet impar (stări pentru care funcția de undă este simetrică) și repulsiv pentru stările de triplet impar și singlet par (stări pentru care funcția de undă este antisimetrică). Deoarece funcția de undă totală $\Psi_{spațiu} \cdot \Psi_{spin} \cdot \Psi_{sarcină}$ trebuie să fie antisimetrică, funcția de undă de sarcină este antisimetrică pentru potențialul atractiv și simetrică pentru potențialul repulsiv. Permutarea coordonatelor spațiale și a variabilelor de spin este însă echivalentă cu permutarea coordonatelor de sarcină și potențialul de schimb Heisenberg se poate exprima în funcție de spinul izotopic T, prin relația:

$$V_H = -(\mathbf{T}\cdot\mathbf{T} - 1)\, v_H(r) = -\frac{1}{2}(1 + \tau_1\cdot\tau_2)\cdot v_H(r) \quad \text{(VII, 1—5)}$$

unde τ_1 și τ_2 reprezintă operatorii de izospin.

Semnele potențialelor de schimb, pentru diferite stări ale sistemelor binucleonice, sînt prezentate în tabloul VII—2. O reprezentare sugestivă a schimbului de coordonate spațiale și de spin între cei doi nucleoni, este

TABLOUL VII—2

Potențialele de schimb $v(r)\cdot P$, pentru sistemele binucleonice

Potențialul nuclear de schimb	Starea sistemului binucleonic			
	l par (paritate pară)		l impar (paritate impară)	
	$S = 1$ (triplet)	$S = 0$ (singlet)	$S = 1$ (triplet)	$S = 0$ (singlet)
Wigner $v_W(r)$	$+V_W$	$+V_W$	$+V_W$	$+V_W$
Majorana $v_M(r)\cdot P_M$	$+V_M$	$+V_M$	$-V_M$	$-V_M$
Bartlett $v_B(r)\cdot P_B$	$+V_B$	$-V_B$	$+V_B$	$-V_B$
Heisenberg $v_H(r)\cdot P_H$	$+V_H$	$-V_H$	$-V_H$	$+V_H$

redată în figura VII—2. Forma cea mai generală a potențialului nuclear central este o combinație liniară a celor trei potențiale de schimb, incluzînd și potențialul ordinar Wigner:

$$V = V_W + v_M(r)\cdot P_M + v_B(r)\cdot P_B + v_H(r)\cdot P_H \quad \text{(VII, 1—6)}$$

Forțele tensoriale, de asemenea, pot fi ordinare și de schimb. În cazul forțelor tensoriale ordinare, după cum s-a arătat, în hamiltonian intervine S_{12}, iar în cazul forțelor tensoriale de schimb, se introduce produsul $P_H\cdot S_{12}$. (Produsele $P_B\cdot S_{12}$ și $P_M\cdot S_{12}$ nu sînt incluse în hamiltonian, deoarece: $P_B\cdot S_{12} = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1\cdot\sigma_2)\cdot S_{12} = S_{12}$ și $P_M\cdot S_{12} = P_H\cdot P_B\cdot S_{12} = P_H\cdot S_{12}$). Din această cauză, în ecuația (VII, 1—6) se introduc încă doi termeni.

Interpretarea teoretică a datelor experimentele de împrăștiere într-un domeniu larg de energie, a demonstrat că potențialale de schimb au o anumită contribuție la potențialul total de interacție binucleonică. Dacă se consideră că fiecare termen introduce doi parametri — adîncimea și raza de acțiune a potențialului — ecuația (VII, 1—6) conține opt parametri. Pentru a simplifica calculele, s-au făcut încercări de a micșora numărul acestora, admițînd aceeași formă de potențial pentru toate potențialele componente ale ecuației (VII, 1—6). În acest fel, numărul parametrilor se reduce la cinci:

$$V = (W + M \cdot P_M + B \cdot P_B + H \cdot P_H) \cdot \mathfrak{V}(r) \qquad \text{(VII, 1—7)}$$

în care $\mathfrak{V}(r)$ exprimă forma potențialului, iar constantele W, M, B și H dau fracțiunea cu care fiecare potențial contribuie la potențialul total. Contribuția mai multor potențiale, cu participare diferită, la explicarea unor proprietăți ale forțelor nucleare — dintre care caracterul de saturație — s-a dovedit a fi reală. De exemplu, forța Serber — care reprezintă un amestec de forțe Wigner și forțe Majorana cu contribuție egală — exprimată prin potențialul Serber V_S, de forma:

$$V_S = V_W + v_M(r)\, P_M = v_W V_0(r) + v_M V_0(r)\, P_M = v V_0(r)[1 + P_M] \qquad \text{(VII, 1—8)}$$

($v_W = v_M = v$; $v_B = v_H = 0$) poate explica forma curbei $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$ pentru împrăștierea neutron-proton la energii mari, prezentată în figura VII—1c. Deoarece $P_M = +1$ pentru valori pare ale lui l și $P_M = -1$ pentru valori impare ale lui l, conform ecuației (VII,1—8) potențialul Serber este zero pentru stările cu moment unghiular orbital impar și determină astfel, apariția minimului la 90°. Forța Serber nu conține însă suficient caracter de schimb, pentru a determina interacția repulsivă în stările cu l impar, pentru a explica saturarea în energia de legătură nucleară observată la nucleele grele.

Mai multe argumente experimentale, împreună cu faptul că forțele Bartlett nu conduc la saturare, demonstrează că forțele nucleare nu pot fi constituite numai din forțe Bartlett.

Interacția binucleonică neutron-proton diferită în stările de triplet și de singlet, se poate explica presupunînd că forțele de schimb reprezintă un amestec de forțe Majorana și forțe Heisenberg. Pentru un potențial de formă dreptunghiulară, cu adîncimea de ~ 20 MeV pentru starea de triplet și de ~ 11,5 MeV pentru starea de singlet, se evaluează o contribuție de 25% a forțelor Heisenberg și de 75% a forțelor Majorana.

În general, calculele energiei de legătură și a razei nucleare pentru nucleele grele, cu includerea interacției de schimb, conduc la valori mai apropiate de mărimile determinate experimental.

2. ÎMPRĂȘTIEREA PROTON-PROTON LA ENERGII MARI

Experiențele de împrăștiere elastică proton-proton la energii mari au furnizat rezultate surprinzătoare: secțiunea eficace totală de împrăștiere scade rapid pînă la 100 MeV cum este așteptat, după care rămîne constantă pînă la 100 MeV; secțiunea eficace diferențială, așa cum se poate vedea din figura VI—2*a*, scade rapid pînă la un unghi de împrăștiere de 15° (ca urmare a împrăștierii coulombiene) după care se menține constantă între 20 și 90°. Acest fapt dovedește că împrăștierea biprotonică este izotropă pentru unghiuri de împrăștiere mai mari de 20°. La prima vedere, s-ar putea presupune că împrăștierea este izotropă, deoarece participă numai starea S. Însă, așa cum indică datele experimentale, acest lucru nu este posibil, deoarece valoarea maximă a secțiunii eficace diferențiale determinată experimental (3,7 mbarn/s.rad) este dublă față de mărimea calculată teoretic (~ 2 mbarn/s·rad) la 400 MeV: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{max} = \left|\frac{4\pi}{k^2}\sin\delta_0\right|_{max} \simeq 2$ mbarn/s·rad. Pentru a explica izotropia în distribuția unghiulară, cu participarea stărilor cu moment unghiular orbital $l>0$, la procesul de împrăștiere, Jastrow[1] introduce un potențial puternic repulsiv, cu rază mică de acțiune (*hard core potential*). Forța nucleară corespunzătoare acestui potențial, conține un miez rigid, sferic, repulsiv, cu o rază mică de acțiune. Prin interacția acestui potențial repulsiv cu undele S, P, D..., are loc o schimbare alternativă a semnului deplasărilor de fază δ_0, δ_1, δ_2, astfel că rezultatul final este izotropia în distribuția unghiulară. Cu creșterea energiei protonilor incidenți, unda S este mai puternic afectată de potențialul repulsiv cu miez rigid decît de potențialul nuclear atractiv și ca urmare, deplasarea de fază δ_0 scade continuu, înregistrînd chiar o schimbare de semn la energii mai mari. O comportare asemănătoare au și undele cu $l>0$, însă la acestea, datorită valorii mai mari a parametrului de ciocnire, potențialul atractiv le afectează într-un domeniu mai larg de energie și schimbarea semnului deplasării de fază δ_l sub acțiunea potențialului repulsiv are loc la energii mai mari. Pentru o mai clară înțelegere a contribuției alternării deplasărilor de fază δ, la realizarea izotropiei în distribuția unghiulară, în figura VII—3 se prezintă variația deplasării de fază δ_l, pentru diferite unde, cu energia nucleonului incident (pînă la 400 MeV), pentru sistemul binucleonic neutron-proton, $T=0$ (singlet de izospin) și proton-proton, $T=1$ (triplet de izospin). Se observă, de exemplu, că în împrăștierea biprotonică, $\delta_0(^2S_0)$ scade continuu cu creșterea energiei și la 250 MeV se produce schimbarea de semn. Deci pentru acest sistem, potențialul nuclear atractiv ($\delta>0$) devine repulsiv ($\delta<0$) la 250 MeV. Pentru starea $^3P_0$, se poate vedea că $\delta_1(^3P_0)$ atinge mai întîi un maxim, apoi scade continuu, după care, la 200 MeV devine negativă. Variațiile diferite ale deplasărilor de fază cu energia, pentru undele $^3P_0$, $^3P_1$, $^3P_2$ și $^3D_1$, $^3D_2$, $^3D_3$, sînt datorate acțiunii forțelor tensoriale și de tip spin-orbită. Aceste deplasări de fază contribuie de ase-

[1] R. JASTROW, *Phys. Rev.*, **81**, 165 (1951).

menea la stabilirea izotropiei prin eliminarea minimului curbei $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$ de la 45°. Cuplarea tensorială $^3P_2 - {}^3F_2$, aduce o contribuție apreciabilă la stabilirea izotropiei. În general, examinarea valorilor energiei la care are loc schimbarea de pantă și a semnului deplasării de fază, permite stabilirea unor detalii fine ale formei potențialului nuclear.

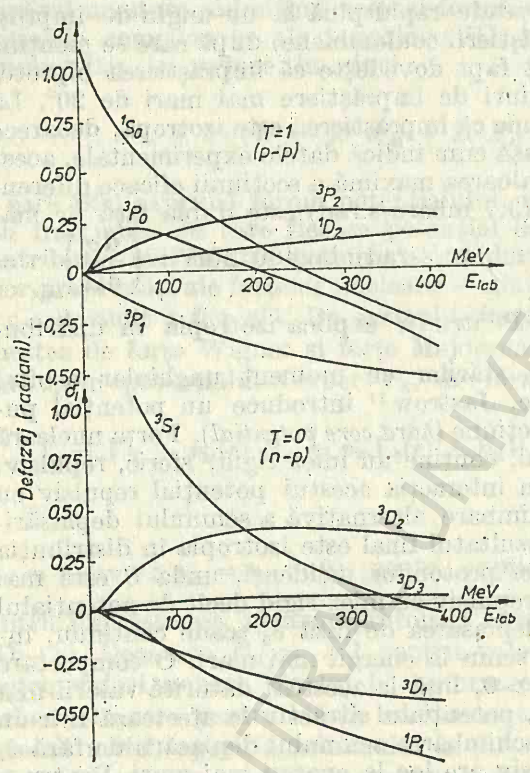


Fig. VII—3. — Variația mărimii δ_l cu energia pentru împrăștierea binucleonică.

În cazul sistemului de nucleoni identici, biprotonic, principiul lui Pauli exclude stările de singlet impar și triplet par și din această cauză, în procesul de împrăștiere apar numai stările :

$$^1S_0;\ ^3P_0,\ ^3P_1,\ ^3P_2;\ ^1D_2;$$

$$^3F_2,\ ^3F_3,\ ^3F_4;\ ^1G_4;\ ^3H_{4,5,6}\ \ldots$$

Stările cu $l > 0$ participă la procesul de ciocnire numai la energii mai mari. Așa de exemplu, starea F apare în procesul de împrăștiere la energii mai mari de $\sim$ 300 MeV, deoarece pentru $l = 3$ distanța dintre protonii care intră în ciocnire depășește raza de acțiune a forțelor nucleare. La sistemul binucleonic neutron-proton, la care nu se aplică principiul lui Pauli, participă și stările de triplet par și singlet impar, astfel că numărul total al stărilor este mai mare :

$$^1S_0;\ ^3S_1;\ ^1P_1;\ ^3P_0,\ ^3P_1,\ ^3P_2;\ ^1D_2;\ ^3D_1,\ ^3D_2,\ ^3D_3;$$

$$^1F_3;\ ^3F_2,\ ^3F_3,\ ^3F_4,\ldots$$

Pentru o valoare dată a numărului l, la sistemul n—p apare un set de $1 + 3 = 4$ stări, în timp ce la sistemul p—p sau n—n, apare fie o stare, fie trei stări.

3. POTENȚIALUL NUCLEAR CU MIEZ REPULSIV

Interpretarea datelor de împrăștiere neutron-proton și proton-proton la energii mari, cu respectarea principiului independenței de sarcină, se poate face utilizînd un potențial cu miez repulsiv. Pentru a reduce dificul-

tățile matematice în tratarea problemei, Jastrow introduce un potențial compus care conține un miez sferic, rigid, cu acțiune repulsivă exercitată la o distanță mai mică de $\sim 0{,}6 \cdot 10^{-13}$cm, înconjurat de un potențial atractiv de formă exponențială cu o componentă Serber, pentru interacția în stare de singlet. Forma generală a unui astfel de potențial este prezentată în figura VII—4. Adiția unui potențial repulsiv ${}^0V$, cu rază mică de acțiune,

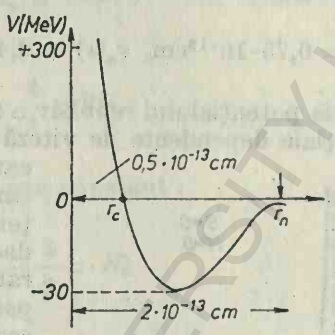


Fig. VII—4. — Potențialul nuclear cu miez repulsiv.

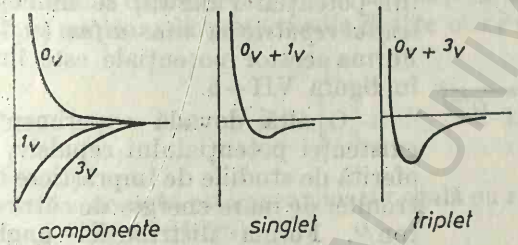


Fig. VII—5. — Potențialele nucleare cu miez repulsiv de triplet și de singlet compuse din potențialele ${}^0V$, ${}^1V$ și ${}^3V$.

independent de spin, la potențialele atractive, dependente de spin, de singlet ${}^1V$ și de triplet ${}^3V$, conduce la un potențial de singlet ${}^0V + {}^1V$ cu un miez rigid efectiv și un potențial de triplet ${}^0V + {}^3V$ cu un miez repulsiv neglijabil. Forma acestor două potențiale compuse, este redată în figura VII—5. Expresia matematică pentru potențialul cu miez rigid, repulsiv $V_t(r)$, în stare de triplet, este dată de relația :

$$V_t(r) = -V_t \cdot S_{12} \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_n(t)}\right) \quad r > 0 \qquad \text{(VII, 3—1)}$$

unde $r_n(t)$ este raza de acțiune a forțelor nucleare în starea de triplet pentru un potențial exponențial, iar S_{12} este operatorul tensorial. Pentru potențialul cu miez rigid, repulsiv $V_s(r)$, în starea de singlet, Jastrow stabilește următoarea relație :

$$V_s(r) = \begin{cases} +\infty & r \leqslant r_c \\ -V_s \cdot \exp\left[-\dfrac{r - r_c}{r_n(s)}\right] & r > r_c \end{cases} \qquad \text{(VII, 3—2)}$$

unde $r_n(s)$ este raza de acțiune a forțelor nucleare în starea de singlet, pentru un potențial exponențial, iar r_c este raza miezului rigid, repulsiv. Mărimile parametrilor din ecuațiile (VII, 3—1) și (VII, 3—2) propuși de Jastrow, sînt următoarele :

$$V_t = 50{,}8 \text{ MeV} \qquad V_s = 375 \text{ MeV}$$

$$r_n(t) = 0{,}75 \cdot 10^{-13}\text{cm}, \quad r_n(s) = 0{,}40 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad r_c = 0{,}60 \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Teoria potențialului repulsiv a fost dezvoltată de Reid, care a introdus potențiale dependente de viteză și a utilizat diferite forme analitice care să redea modul în care potențialul tinde către infinit cu micșorarea distanței de interacție binucleonică. Astfel, dacă potențialul crește abrupt cu micșorarea lui r, potențialul este denumit *potențial repulsiv cu miez rigid* (*hard core*), iar dacă creșterea este mai lentă, (un potențial Yukawa) se numește *potențial repulsiv cu miez difuz* (*soft core*). Forma acestor potențiale este ilustrată în figura VII—6.

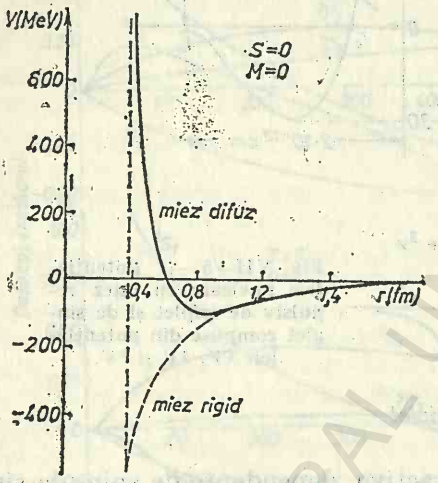


Fig. VII—6. — Potențialul repulsiv cu miez rigid și difuz.

O altă dovadă experimentală a existenței potențialului repulsiv, a fost oferită de studiile de împrăștiere a electronilor de mare energie de către deuteron [1]. Forma distribuției unghiulare a electronilor împrăștiați se interpretează ca fiind datorată existenței unui „gol" în centrul nucleului de deuteriu.

4. SATURAREA FORȚELOR NUCLEARE

Una dintre trăsăturile importante ale forțelor nucleare este caracterul de saturare, exprimat prin faptul că, pentru nucleele cu $A > 20$, energia de legătură pe nucleon $\dfrac{B(A,Z)}{A}$ și volumul care revine unui nucleon, sînt independente de numărul total de nucleoni, A :

$$\frac{B(A,Z)}{A} \simeq 8 \text{ MeV} \qquad \text{(saturare în energie)} \qquad \text{(VII, 4—1a)}$$

$$\frac{V_N}{A} \simeq 10^{-39}\text{cm}^3 \qquad \text{(saturare în densitate)} \qquad \text{(VII, 4—1b)}$$

[1] J. Friedman, H. Kendall, P. Gram, *Phys. Rev.*, **120**, 992 (1960).

Proprietatea de saturare poate fi deci caracterizată prin proporționalitatea dintre energia de legătură nucleară și volumul nuclear; energia de legătură pe unitatea de volum este independentă de numărul de masă A.

Relația (VII, 4—1 a) este bine verificată experimental, din variația energiei medii de legătură nucleară cu numărul de masă A, așa cum s-a arătat în figura III—21. Relația (VII, 4—1b) rezultă din ecuația generală a razei nucleare (III, 7—1), cu $R_0 \simeq 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm. Dacă volumul unui nucleu cu raza R este:

$$V_N = \frac{4}{3}\pi R_0^3 \cdot A$$

atunci volumul unui nucleon v_N, este constant:

$$v_N = \frac{4}{3}\pi \cdot R_0^3$$

Considerînd că nucleonii sînt distribuiți cu densitate constantă în întregul volum nuclear, distanța medie dintre ei $\tilde{r}$, este:

$$\tilde{r} = \sqrt[3]{\frac{4}{3}\pi} \cdot R_0 \simeq 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Deoarece aceasta este aproximativ egală cu raza de acțiune a forțelor nucleare $r_n (\sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm):

$$r_n \simeq \tilde{r}$$

urmează că, în medie un nucleon interacționează numai cu un număr mic de nucleoni învecinați, și astfel, numărul de interacțiuni binucleonice este limitat. În figura VII—7 este schițat domeniul de acțiune al unui nucleon

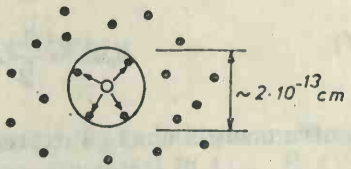


Fig. VII — 7. — Domeniul de acțiune al unui nucleon în nucleu, în condițiile saturării.

în nucleu, în condițiile saturării. Deci saturarea forțelor nucleare (în energie și densitate), este determinată de faptul că distanța medie dintre nucleoni este aproximativ egală cu raza de acțiune a forțelor nucleare. În aceste condiții, energia de legătură nucleară este proporțională cu numărul de masă, A:

$$B = E_{\text{pot.}} + E_{\text{cin.}} \propto A \qquad \text{(VII, 4—2)}$$

Într-adevăr, dacă într-un nucleu compus din A nucleoni, se găsesc n nucleoni în raza de acțiune a unui nucleon, atunci vor exista în total $\frac{1}{2} n \cdot A$ perechi de nucleoni în interacție. Luînd energia potențială medie a unei perechi, $\bar{V}$, energia potențială a nucleului, $E_{pot.}$, este :

$$E_{pot.} = \frac{1}{2} nA \cdot \bar{V} \propto A \qquad \text{(VII, 4—3)}$$

După modelul de gaz Fermi al nucleului (vezi cap. IX) energia cinetică, $E_{cin.}$, este dată de relația :

$$E_{cin.} \propto A \left(\frac{A}{V_N} \right)^{2/3} \propto A \qquad \text{(VII, 4—4)}$$

deoarece $V_N \propto A$. Din însumarea ecuațiilor (VII, 4—3) și (VII, 4—4) rezultă ecuația (VII, 4—2), care dă : $B \propto A$, în deplin acord cu constatarea experimentală. Dacă densitatea nucleonică crește, în raza de acțiune a unui nucleon se vor găsi mai mulți nucleoni, iar dacă se presupune numai interacție atractivă, numărul maxim al perechilor în interacție este $\frac{1}{2} A \cdot (A - 1)$ și astfel în domeniul de acțiune al unui nucleon se vor afla toți ceilalți nucleoni, așa cum este reprezentat sugestiv în figura VII—8. În

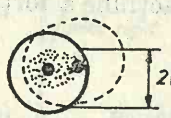


Fig. VII—8. — Domeniul de acțiune al unui nucleon într-un nucleu care se desface (toți nucleonii se găsesc în raza de acțiune a unui nucleon).

această situație nucleul se restrînge tot mai mult la o formă punctiformă, care se desface în componente deoarece nu mai are asigurată stabilitatea. Energia potențială a acestui sistem este :

$$E_{pot.} = \frac{1}{2} A \cdot (A - 1) \cdot \bar{V} \qquad \text{(VII, 4—5)}$$

Luînd pentru energia cinetică expresia (VII, 4—4) scrisă sub forma :

$$E_{cin.} \propto A^{5/3}$$

rezultă pentru energia de legătură următoarea relație :

$$B = E_{pot.} + E_{cin.} \propto A^2 + \text{const} \cdot A^{5/3} \qquad \text{(VII, 4—6)}$$

care nu mai este susținută de datele experimentale.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Fundamentarea teoretică a saturării forțelor nucleare este complexă. Apelînd la diferite caracteristici ale forțelor nucleare, de exemplu: caracterul pur atractiv, existența potențialului cu miez repulsiv, caracterul de schimb, acțiunea forțelor multinucleonice, s-a putut da o interpretare mulțumitoare fenomenului.

Cu argumente clasice și cuanto-mecanice, se poate demonstra că, indiferent de forma funcției de potențial (gaussiană, exponențială, Yukawa), forțele nucleare atractive ordinare, cu rază mică de acțiune, nu pot conduce la saturație. Prin pătrunderea tuturor nucleonilor în raza de acțiune a unui singur nucleon, nucleul devine instabil. Pentru a se asigura interacția unui nucleon cu un număr redus de nucleoni, trebuie limitat numărul interacțiilor binucleonice atractive.

O posibilitate de a explica saturarea, aduce introducerea potențialului cu miez repulsiv. Prin acțiunea acestuia, nucleonii nu se pot apropia la distanțe mai mici de $\sim 0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm (fiind exclusă îngrămădirea acestora într-un volum aproape punctiform, care conduce la desfacerea nucleului) și este determinat volumul nuclear. Calculele efectuate — utilizînd diferite metode de aproximație — au dat valori pentru distanța medie internucleonică $\tilde{r}\,(r_c < \tilde{r} < r_n)$, la care acționează potențialul repulsiv (figura VII—4) ce depind de forma precisă a potențialului și metoda de aproximație folosită.

O a doua posibilitate de a explica saturarea constă în a considera că între nucleoni acționează forțe de schimb. Totuși, nu orice astfel de forță sau combinație a acestora poate conduce la saturație. S-a putut stabili și limita maximă a contribuției potențialului nuclear ordinar la saturarea forțelor nucleare [1], cu care este corelată limita minimă a contribuției potențialului de schimb. Tratarea cantitativă a saturării s-a efectuat cu ajutorul metodei variaționale [2] din mecanică cuantică. Presupunînd că sînt active numai forțele nucleare ordinare, atractive, valorile teoretice ale energiei de legătură $B(A)_0$ în stare fundamentală, pentru un domeniu larg de valori ale lui A, sînt mai mici decît mărimile determinate experimental, $B(A)_{exp.}$: $B(A)_0 < B(A)_{exp.}$. Deoarece nu este posibilă tratarea exactă a unui sistem de A particule, se poate calcula limita maximă $\bar{B}(A)$ a energiei medii evaluate, calculate după relația:

$$\bar{B}(A) = \int \Psi_n \overline{H} \Psi_n^* \mathrm{d}\tau \qquad \text{(VII, 4—7)}$$

unde $\overline{H}$ este hamiltonianul sistemului iar Ψ_n funcția de undă nucleonică. Apropierea mărimii $\bar{B}(A)$ de valoarea experimentală $B(A)_{exp.}$, $\bar{B}(A) \simeq B(A)_{exp.}$, exprimă condiția de saturare. Hamiltonianul este dat de relația:

$$\overline{H} = E_{cin.} + \overline{V} \qquad \text{(VII, 4—8)}$$

---

[1] G. Breit, E. Feenberg, *Phys. Rev.*, **50**, 850 (1936); N. Kemmer, *Nature*, **140**, 192 (1937); E. Feenberg, *Phys. Rev.*, **52**, 667 (1937); G. Volkoff, *Phys. Rev.*, **62**, 134 (1942).

[2] G. Herz, op. cit., p. 491; R. Sachs, „Nuclear Theory", Addison-Wesley, 1953, p. 217; J. Blatt, V. Weisskopf, „Theoretical Nuclear Physics", 1952, cap. III.

unde:

$$E_{\text{cin.}} = -\frac{h^2}{8\pi^2 M}\sum_{i=1}^{A}\nabla_i^2 \qquad \text{(VII, 4—9)}$$

$$\bar{V} = \sum_{i<j}^{A} V_{ij} \qquad \text{(VII, 4—10)}$$

Energia cinetică, calculată după relaţia (VII, 4—4), este proporţională cu numărul de masă A:

$$E_{\text{cin.}} = C \cdot A \qquad \text{(VII, 4—11)}$$

Pentru calculul energiei potenţiale se utilizează expresia (VII, 1—7) care indică contribuţia potenţialului ordinar Wigner şi a potenţialelor de schimb la potenţialul nuclear total. În formă generală, energia potenţială este compusă din suma a doi termeni, dintre care unul este linear în A, iar altul este pătratic în A:

$$\bar{V} = C_1 A + C_2 A^2 \qquad \text{(VII, 4—12)}$$

Primul termen reprezintă termenul de saturare, iar al doilea este termenul de nesaturare. Constantele C_1 şi C_2 depind de forma potenţialului nuclear ales. Energia medie de legătură este dată de suma ecuaţiilor (VII, 4—11) şi (VII, 4—12):

$$\bar{B}(A) = K_1 \cdot A + K_2 \cdot A^2 \qquad \text{(VII, 4—13)}$$

unde $K_1 = C + C_1$ şi $K_2 = C_2$. Pentru realizarea condiţiei de saturare $\bar{B}(A) \simeq B(A)_{\text{exp.}}$, ţinînd seama că potenţialul nuclear este atractiv, calculele indică pentru K_2 o valoare pozitivă [1]), $K_2 \geqslant 0$. Luînd expresia (VII, 1—7) pentru potenţialul nuclear, constanta K_2 are următoarea formă:

$$K_2 = c\left(W - \frac{M}{4} + \frac{B}{2} - \frac{H}{2}\right), \quad c > 0 \qquad \text{(VII, 4—14)}$$

unde constantele W, M, B şi H, din (VII, 1—7), reprezintă fracţiunile cu care potenţialele Wigner, Majorana, Bartlett şi Heisenberg contribuie la potenţialul nuclear total şi îndeplinesc condiţia:

$$W > 0\,;\ B > 0\,;\ M < 0\,;\ H < 0.$$

De aici rezultă că numai acţiunea potenţialului Majorana sau Heisenberg, determină saturarea.

---

[1]) L. Rosenfeld, „Nuclear Forces", North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1948, cap. XI.
G. Herz, op. cit., p. 492; R. Sachs, op. cit., p. 217.

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă se consideră că pentru realizarea saturării contribuie un amestec de două potențiale, potențialul Wigner și potențialul Majorana ($B = 0$, $H = 0$), ecuația (VII, 4—14) devine :

$$K_2 = C\left(W - \frac{M}{4}\right) \geqslant 0 \qquad \text{(VII, 4—15)}$$

Condiția necesară de saturare impusă de ecuația (VII, 4—15) este deci : $4W \geqslant M$. Dacă ambele potențiale sînt atractive, în starea fundamentală a deuteronului, saturarea forțelor nucleare, pentru un amestec de forțe Wigner și Majorana, este asigurată dacă contribuția forței Majorana este de cel puțin $\frac{4}{5}$.

Calcule analoage au arătat că forțele tensoriale nu pot conduce la saturare.

5. POLARIZAREA PRIN ÎMPRĂȘTIERE ELASTICĂ

Orientarea spinilor nucleonilor dintr-un flux produs experimental, este distribuită neordonat. Dacă însă spinii sînt orientați într-o direcție determinată, fluxul este *polarizat* în acea direcție. Una dintre metodele de producere a unui flux polarizat de nucleoni este împrăștierea elastică. În aceste experiențe, fluxul incident, nepolarizat, de nucleoni este polarizat prin împrăștiere elastică de către nucleonii (nucleele) țintă, după care se determină efectul polarizării într-o nouă experiență de împrăștiere de către o a doua țintă. Aceasta constituie *tehnica împrăștierii duble*. Schema simplificată a unei experiențe de împrăștiere dublă este prezentată în figura VII—9.

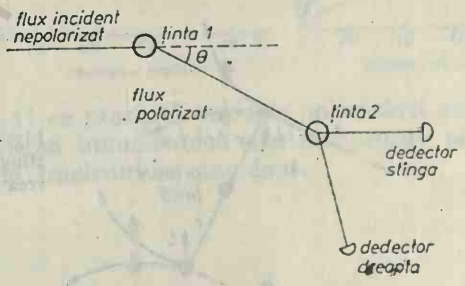


Fig. VII — 9. — Schema împrăștierii duble.

La împrăștierea binucleonică la energii mari, experiențele de împrăștiere dublă oferă informații valoroase asupra existenței forței *spin-orbită* [1]. Este bine cunoscut că succesul modelului nuclear al straturilor nucleonice se datorește considerării forței spin-orbită și astfel energia unui nucleon în

[1] J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946) ; **73**, 407 (1948).
L. Wolfenstein, *Phys. Rev.*, **76**, 541 (1949) ; **75**, 1664 (1949).

stare legată depinde de orientarea relativă a momentului unghiular orbital și a momentului de spin. Aceeași forță acționează și într-un sistem nelegat, în împrăștierea binucleonică sau în împrăștierea nucleonilor de către nuclee complexe. Împrăștierea unui flux polarizat de nucleoni determină apariția unei asimetrii stînga-dreapta, a cărei mărime este proporțională cu valoarea momentului unghiular orbital L. (Direcția stînga-dreapta este perpendiculară pe planul în care are loc împrăștierea). De aceea, fenomenul de polarizare devine apreciabil în împrăștierea la energii mari, la care undele parțiale cu $l > 0$ aduc o contribuție mare la deplasarea de fază.

Să analizăm modul cum se produce asimetria stînga-dreapta, în împrăștierea unui flux polarizat de nucleoni. Considerăm că forța nucleară spin-orbită este atractivă dacă vectorii de spin **S** și momentul unghiular orbital **L** sînt paraleli și repulsivă dacă vectorii **S** și **L** sînt antiparaleli. Fie un flux incident nepolarizat de nucleoni care se ciocnește cu un proton țintă avînd direcția spinului „↑". Dacă spinul nucleonilor incidenți este „↓", spinul total este zero și nu apare o forță spin-orbită, deci nu are loc o deflecție a fluxului. Dacă spinul nucleonilor incidenți este „↑", spinul total are orientarea „↑" și în acest caz se disting două posibilități: dacă nucleonul incident trece prin dreapta protonului țintă, vectorii **L** și **S** sînt paraleli (așa cum se poate observa în figura VII—10), forța spin-orbită este atractivă și, ca urmare, nucleonul este deflectat spre stînga; dacă nucleonul incident trece prin stînga protonului țintă, vectorii **L** și **S** sînt antiparaleli și nucleonul este deflectat spre stînga. Cînd spinul nucleonilor incidenți este „↑" (dacă direcția spinului protonului țintă este „↑") dintr-un raționament similar, rezultă că fluxul este deflectat spre dreapta. Pentru un unghi de împrăștiere dat, cele două fluxuri deflectate au intensitate egală, dar polarizare opusă. Într-un experiment de împrăștiere simplă această polarizare nu poate fi pusă în evidență. Dacă însă fluxul polarizat este din nou împrăștiat prin ciocnire cu a doua țintă, datorită interacției spin- orbită $\mathbf{S}\cdot\mathbf{L}$, în funcție de orientarea spinului, nucleonii vor fi înregistrați fie în detectorul din stînga, fie în detectorul din dreapta.

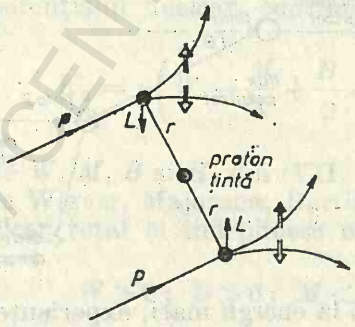


Fig. VII—10. — Asimetria stînga-dreapta în împrăștierea unui flux de nucleoni polarizați.

Polarizarea $P(\theta)$ a unui flux de nucleoni, după împrăștiere cu un unghi θ, este dată de relația:

$$P(\theta) = \frac{N_{\uparrow}(\theta) - N_{\downarrow}(\theta)}{N_{\uparrow}(\theta) + N_{\downarrow}(\theta)} \qquad (\text{VII}, 5-1)$$

unde $N_{\uparrow}(\theta)$ și $N_{\downarrow}(\theta)$ reprezintă numărul de nucleoni pe unitatea de volum, împrăștiați cu un unghi θ, cu direcția spinului paralelă sau antiparalelă cu direcția vectorului L. Pentru un flux total polarizat, cu orientarea spinului „↑", $N_{\downarrow}(\theta) = 0$, după relația (VII, 5—1) $|P| = 1$, adică polarizarea este 100%. Semnul polarizării este determinat, convențional, în modul următor : dacă $\mathbf{i}_i$ și $\mathbf{i}_f$ sînt vectorii de propagare ai nucleonilor incidenți și emergenți în interacția nucleară, direcția pozitivă a polarizării nucleonilor este luată direcția produsului vectorial $\mathbf{i}_i \times \mathbf{i}_f$. Vectorul polarizare este normal pe planul de împrăștiere (această convenție a fost adoptată în 1960, la Simpozionul internațional asupra fenomenelor de polarizare a nucleonilor).

Polarizarea depinde de unghiul de împrăștiere, de energia și natura particulelor. Dacă potențialul de interacție este dependent de spin, secțiunea eficace diferențială de împrăștiere, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, a fluxului polarizat, va depinde de polarizare. Curbele de variație a secțiunii eficace diferențiale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ cu unghiul de împrăștiere, prezintă asimetrie într-un plan normal pe direcția

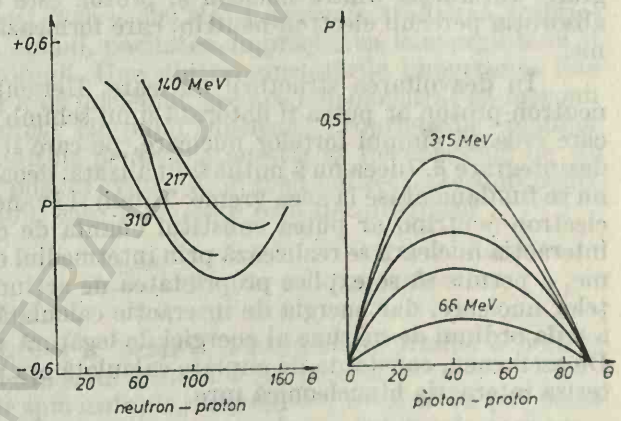


Fig. VII—11. — Variația polarizării cu unghiul de împrăștiere θ, în împrăștierea binucleonică.

de incidență. În figura VII—11 se prezintă variația polarizării cu unghiul de împrăștiere θ, în împrăștierea binucleonică neutron-proton și proton-proton, la diferite valori ale nucleonului incident.

Capitolul VIII

TEORIA MEZONICĂ A FORȚELOR NUCLEARE

Toate încercările de descriere a forțelor nucleare, prezentate mai sus, au pornit de la un potențial care era o funcție de distanța dintre nucleoni. O altă posibilitate de reprezentare a forțelor nucleare este teoria cîmpului, după care în cîmpul de forțe creat de un nucleon, se găsește celălalt nucleon.

Luînd în considerație calculele efectuate de Dirac, în 1927, asupra împrăștierii fotonilor de către electroni, Fermi a arătat în 1932, că forța coulombiană dintre doi electroni, poate fi descrisă ca o interacție de schimb dintre fotoni : un electron emite un foton care este apoi absorbit de celălalt electron. Această reprezentare a fost extinsă de Fermi la alte particule, în 1934, cînd a elaborat teoria dezintegrării β, postulînd că electronul și neutrinul nu se găsesc în nucleu, dar se emit în timpul procesului de dezintegrare. Interacția dintre nucleon și proton este determinată de emisia și absorbția perechii electron-neutrin, care formează cîmpul electrono-neutrinic.

În dezvoltarea structurii nucleare, Heisenberg [1] sugerează că forța neutron-proton ar putea fi datorată unui schimb de sarcini între nucleoni, care creează cîmpul forțelor nucleare, pe care îl corelează cu procesul de dezintegrare β. Ideea nu a putut fi finalizată, deoarece teoria dezintegrării β nu se fundamentase la acea vreme. Tamm și Ivanenko [2] admit că perechea electron-neutrino ar putea constitui cuanta de cîmp nuclear. Ipoteza că interacția nucleară se realizează prin intermediul cîmpului electrono-neutrinic, a permis să se explice proprietatea de acțiune la mică distanță a forțelor nucleare, dar energia de interacție calculată a fost prea mică pentru a reda ordinul de mărime al energiei de legătură neutron-proton în nucleu. De asemenea, constanta de cuplare calculată era prea mică pentru a caracteriza interacția binucleonică tare.

1. MEZONI μ ȘI π

Ideea lui Heisenberg și Tamm-Ivanenko a fost preluată și dezvoltată de Yukawa [3], în 1935, care a presupus drept cuantă a cîmpului forțelor nucleare, o particulă —în acel timp ipotetică— cu masa de repaus 200 $m_e \div$ $\div$ 300 m_e. În 1937, Anderson și Neddermeyer, descoperă în compoziția radiației cosmice o particulă cu masa de repaus $\sim 200\, m_e$, denumită *mezon* μ [4] care a fost considerată inițial cuantă a cîmpului nuclear. Cercetarea siste-

---

[1] W. Heisenberg, *Z. Phys.*, **77**, 1 (1932); **78**, 156 (1932); **80**, 587 (1933).
[2] I. Tamm, D. Ivanenko, *Nature*, **133**, 981 (1934).
[3] H. Yukawa, *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan*, **14**, 48 (1935).
[4] Denunmirea de „mezon" a fost introdusă de H. Bhabha în 1939.

matică a proprietăților mezonilor μ a demonstrat însă că aceștia interacționează foarte slab cu nucleonul și nu pot explica tăria forțelor nucleare. Mezonii μ nu formează deci cuantele cîmpului nuclear.

Interacția slabă dintre mezonii μ și nucleoni este confirmată de faptul că mezonul μ poate fi captat de nuclee pe straturile mezonice $K, L \ldots$ dînd naștere unui mezoatom. Raza orbitei mezonice este de ~ 200 de ori mai mică decît raza orbitei electronice, din care cauză, pentru elementele cu $Z \simeq 30$, mărimea orbitei K a mezonului μ este comparabilă cu dimensiunea nucleului și astfel, mezonul μ se găsește cea mai mare parte din timp în interiorul nucleului. Faptul că nu se constată o scurtare a vieții medii a mezonului μ, dovedește că aceștia interacționează slab cu nucleonii.

În 1947, Lattes, Powell și Occhialini au descoperit în radiația cosmică un nou mezon, cu sarcină electrică, avînd masa de repaus mai mare decît a mezonului μ, denumit *mezon* π. Masa acestor mezoni pozitivi (π^+) și negativi (π^-) este : $m_{\pi^+} = 273 \cdot m_e$; $m_{\pi^-} = 272{,}5 \cdot m_e (m_{\pi^\pm} \cdot c^2 = 139{,}6$ MeV). Au o viață medie scurtă, $t = 2{,}55 \cdot 10^{-8}\, s$, și se dezintegrează în mezoni $\mu^\pm$ și neutrino (antineutrino) :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu ; \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

Obținerea mezonilor π pe cale artificială, prin bombardarea unor nuclee cu neutroni sau protoni rapizi (300 ÷ 500 MeV), a permis studierea proprietăților lor : masa, sarcina, spinul, paritatea, împrăștierea la energii mici și mari prin ciocnire cu protonii. Una dintre constatările importante este interacția tare a mezonilor π cu nucleonii, ceea ce a demonstrat că mezonii π (pioni) constituie cuantele cîmpului nuclear. Proprietățile pionilor îndeplinesc deci toate condițiile pentru ca aceștia să fie particule de tip Yukawa. În 1950, au fost puși în evidență, în mod indirect, mezonii neutri (π^0), prin perechea de fotoni care ia naștere prin dezintegrarea :

$$\pi^0 \xrightarrow{10^{-15} s} 2\gamma$$

Energia fiecărei cuante este $h \cdot \nu \cong 70$ MeV. Aceste cuante produc o pereche electron-pozitron prin mecanismul generării de perechi.

Folosind noțiunea de spin izotopic, mezonii π^+, π^- și π^0 se pot considera ca trei stări de sarcină diferite ale mezonului π. Interacția tare binucleonică este datorată emisiei și absorbției mezonilor π de către cei doi nucleoni, care poate conduce la forțe ordinare sau de schimb. Schimbul de mezoni neutri între nucleoni conduce la apariția forțelor ordinare, iar schimbul de mezoni încărcați determină forțele de schimb. În figura VIII—1 este reprezentată schematic, cu ajutorul diagramelor Feynman, interacția binucleonică prin schimbul de mezoni virtuali. Cercul întrerupt delimitează, sugestiv, raza de acțiune a forței nucleare delimitată de distanța pe care o străbate mezonul în procesul de schimb. De exemplu, în figura VIII—1*b*, se schițează un proces în care un proton emite un mezon π^+, trecînd în neutron, în timp ce un alt neutron absoarbe acest mezon π^+, trecînd în proton :

$$p_1 \rightarrow n_1 + \pi^+ ; \quad n_2 + \pi^+ \rightarrow p_2$$

Schimbul de mezoni π^- schițat în figura VIII—1*c*, se poate reprezenta în mod similar, prin procesele :

$$p_1 + \pi^- \rightarrow n_1; \quad n_2 \rightarrow p_2 + \pi^-$$

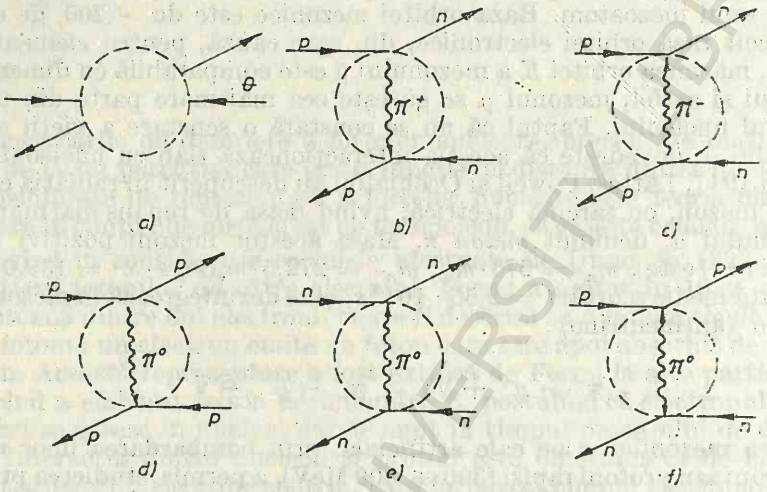


Fig. VIII—1. — Interacția binucleonică în teoria mezonică a forțelor nucleare.

Procesele de împrăștiere proton-proton, neutron-neutron, și neutron-proton pot fi reprezentate prin schimbul de mezoni neutri π^0, cu respectarea independenței de sarcină, după cum este înfățișat în figurile VIII—1 *d* —*f*.

Teoria mezonică a forțelor nucleare [1-3] s-a dezvoltat în analogie cu teoria forțelor coulombiene, care rezultă din interacția electronilor cu cîmpul electromagnetic. Diferența principală dintre forțele nucleare și electromagnetice constă în raza de acțiune a acestora. În cazul forțelor electromagnetice nu se poate defini o distanță caracteristică la care potențialul electrostatic să se anuleze și se consideră că acestea au o rază de acțiune infinită. De exemplu, potențialul electrostatic dintre doi protoni la distanța de $2 \cdot 10^{-13}$ cm, este 0,7 MV, iar valoarea potențialului nuclear este mult mai mare. La o distanță de 4.10^{-13} cm, potențialul nuclear devine neglijabil, în timp ce potențialul electrostatic se reduce la 0,35 MV. Valoarea mică, finită, a razei de acțiune a forțelor nucleare, impune ca în ecuația care descrie cîmpul nuclear să fie inclusă această mărime.

Deoarece cîmpul nuclear este reprezentat de mezoni, trăsăturile caracteristice ale diferitelor variante ale teoriei mezonice sînt determinate de ipotezele admise asupra sarcinii electrice și masei mezonilor, a caracterului tensorial al funcției de undă mezonice și de metodele de perturbație utili-

---

[1] W. Pauli, „Meson Theory of Nuclear Forces", Interscience Publ., 1948.

[2] „Mesons and Fields", vol. 1, „Fields", S. Schweber, H. Bethe, F. de Hoffmann, 1956 ; vol. 2 „Mesons", H. Bethe, F. de Hoffmann, 1955.

[3] D. Brink, „Nuclear Forces", 1965, cap. IV.

zate în calculul interacției mezon-nucleon. Teoria mezonică poate explica caracteristicile forțelor nucleare ca: dependența de spin, caracterul de schimb, componenta necentrală.

2. CÎMPUL MEZONIC

Forma ecuației cîmpului mezonic depinde în mod esențial de proprietățile mezonilor, deoarece forma funcției de undă este determinată de spinul și sarcina electrică a mezonului. După cum se știe din teoria cîmpului, cîmpul mezonic poate avea mai multe forme, în funcție de proprietățile de transformare ale acestuia față de rotația și reflexia axelor sistemului de coordonate. Dacă mezonii au spinul egal cu zero, ei sînt caracterizați de o funcție scalară, cu o singură componentă.

În cuplarea mezon-nucleon, nucleonul emite și absoarbe mezoni în starea S, cu $l = 0$, care au deci paritatea pozitivă. Mezonii cu spinul nul și paritatea pozitivă, $I^{\pi} = 0^{+}$, se numesc *mezoni scalari*, iar cîmpul corespunzător este un *cîmp mezonic scalar*. Dacă emisia și absorbția de mezoni are loc în starea P, cu $l = 1$, paritatea acestora este negativă. Mezonii cu spinul nul și paritatea negativă, $I^{\pi} = 0^{-}$, se numesc *mezoni pseudoscalari*, iar cîmpul corespunzător este un *cîmp mezonic pseudoscalar* (o funcție este pseudoscalară dacă are o singură componentă care schimbă semnul la reflexie). Mezonii cu spinul egal cu 1 sînt caracterizați prin funcții vectoriale sau pseudovectoriale, cu trei componente, deoarece proiecția spinului lor pe o axă arbitrar aleasă poate lua trei valori: $+1$, 0 și -1. *Mezonii pseudovectoriali* au spinul egal cu 1 și paritatea pozitivă (funcția pseudovectorială are trei componente care nu își schimbă semnul la reflexie), $I^{\pi} = 1^{+}$, iar cîmpul corespunzător este un *cîmp mezonic pseudovectorial*. *Mezonii vectoriali*, cu spinul egal cu 1, sînt emiși sau absorbiți în starea P, cu $l = 1$ și au paritatea negativă $I^{\pi} = 1^{-}$, iar cîmpul corespunzător este un *cîmp mezonic vectorial*.

Deoarece tratarea cantitativă detaliată a teoriilor mezonice este complexă și laborioasă, se va analiza varianta cea mai simplă, care consideră cîmpul mezonic scalar, format din mezoni neutri π^0, cu cîmpul zero, în starea S. Pentru stabilirea ecuației cîmpului mezonic se va utiliza binecunoscuta ecuație relativistă care corelează energia și impulsul unei particule:

$$\frac{1}{c^2} E^2 = p^2 + m_{\pi}^2 \cdot c^2 \qquad \text{(VIII, 2—1)}$$

unde m_{π} este masa de repaus a mezonului, presupus a fi particulă de cîmp al forțelor nucleare. Efectuînd substituția:

$$E = -i\hbar \frac{\partial}{\partial t}; \quad p = i\hbar \operatorname{grad}.$$

se obține ecuația Klein-Gordon (ecuația Schrödinger relativistă):

$$\nabla^2 \cdot \Phi - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{m_{\pi}^2 \cdot c^2}{\hbar^2} \cdot \Phi = 0 \qquad \text{(VIII, 2—2)}$$

(Dacă în relația (VIII, 2—2) se pune : $m_\pi = 0$, care corespunde unui foton, considerat cuantă de cîmp electromagnetic, se obține ecuația cîmpului electromagnetic). Pentru a reda interacția dintre nucleoni și cîmpul mezonic, se introduce termenul $4\pi \cdot \eta\,(r, t)$ în membrul doi al ecuației (VIII,2—2):

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - \frac{m_\pi^2 \cdot c^2}{\hbar^2} \cdot \Phi = 4\pi \cdot \eta(r, t) \qquad \text{(VIII, 2—3)}$$

unde $\eta(r, t)$ este densitatea de distribuție a surselor de cîmp nuclear. Admițînd un potențial static, termenul al doilea se anulează și (VIII, 2—3) devine

$$\nabla^2\Phi - \varkappa^2 \cdot \Phi = 4\pi \cdot \eta(r, t) \qquad \text{(VIII, 2—4)}$$

unde:

$$\varkappa^2 = \frac{m_\pi^2 \cdot c^2}{\hbar^2}$$

Prin substituție directă se poate vedea că ecuația (VIII, 2—4) admite o soluție de forma:

$$\Phi(r) = -\int \eta(r, t) \cdot \frac{e^{-\varkappa \cdot r}}{r} \cdot d\tau \qquad \text{(VIII, 2—5)}$$

unde:

$$g = \int \eta(r, t) \cdot d\tau$$

este o constantă cu dimensiunile sarcinii electrice, care reprezintă intensitatea sursei punctiforme de sarcină mezonică. Sursa g de cîmp mezonic este o proprietate a nucleonilor și măsoară tăria interacției dintre cîmpul mezonic și nucleoni. Ecuația (VIII, 2—5) devine:

$$\Phi(r) = -g \cdot \frac{e^{-\varkappa \cdot r}}{r} \qquad \text{(VIII, 2—6)}$$

și exprimă *potențialul Yukawa* produs de o sursă punctiformă de cîmp nuclear. După cum se poate observa, scăderea rapidă a potențialului Yukawa cu distanța este determinată, în afară de factorul $\frac{1}{r}$, de exponențiala $e^{-\varkappa \cdot r}$, unde μ determină raza scurtă de acțiune a forțelor nucleare R (lungimea de undă Compton a mezonilor) prin relația:

$$R = \frac{1}{\varkappa} = \frac{\hbar}{m_\pi \cdot c} \qquad \text{(VIII, 2—7)}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Forma potențialului Yukawa depinde puternic de masa de repaus a mezonului, așa cum este ilustrat în figura VIII—2.

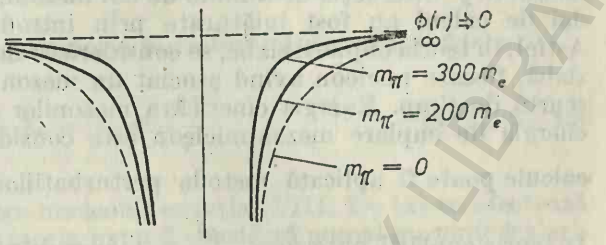


Fig. VIII—2. — Potențialul Yukawa.

Introducînd în (VIII, 2—7) mărimea masei de repaus a mezonului se obține pentru R valoarea de $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm, care este în bună concordanță cu datele experimentale.

Constanta g se mai numește *constanta de cuplare mezon-nucleon sau constanta de cuplare Yukawa*. Mărimea sa a fost determinată din studii de împrăștiere a mezonilor de către nucleoni. De regulă se exprimă prin cantitatea adimensională $\frac{g^2}{\hbar \cdot c}$, care măsoară numărul mediu de mezoni din norul mezonic care înconjură un nucleon. Măsurători recente au dat: $\frac{g^2}{\hbar \cdot c} \simeq 14{,}5$. Mărimea $\frac{g^2}{\hbar \cdot c}$ are, în teoria mezonică, un rol analog cu acela al constantei de structură fină $\frac{e^2}{\hbar \cdot c} = \frac{1}{137}$ în electrodinamică, care caracterizează interacția electronilor cu cîmpul electromagnetic $\left(\frac{e^2}{\hbar \cdot c}\right.$ măsoară numărul mediu de fotoni care interacționează cu un electron$\left.\right)$. Valoarea mică a constantei de structură fină este o expresie a faptului că interacția dintre cîmpuri este slabă. De aceea, în electrodinamica cuantică, interacția dintre cîmpuri este considerată ca o perturbație mică și se aplică teoria perturbațiilor, care reprezintă toate rezultatele cantitative sub forma unor dezvoltări în serie după puterile expresiei $\frac{e^2}{\hbar \cdot c}$ (de exemplu: probabilitatea de emisie a unui foton este proporțională cu e^2, secțiunea eficace de împrăștiere coulombiană este proporțională cu e^4 ... etc.). Deoarece $\frac{g^2}{\hbar \cdot c}$ este de $\sim 10^3$ ori mai mare decît $\frac{e^2}{\hbar \cdot c}$ (ceea ce demonstrează că interacția tare binucleonică este mult mai puternică decît interacția electromagnetică) calculele cantitative ale teoriilor mezonice cu utilizarea metodei perturbațiilor nu conduc la rezultate corecte. Pentru a trata interacția nucleonilor prin intermediul cîmpului mezonic, hamiltonianul din ecuația lui Schrödinger este compus din trei termeni: $H = H_n + H_m + H_{\text{int.}}$, unde H_n este hamiltonianul nucleonilor liberi, H_m este hamiltonianul cîmpului mezonic liber iar $H_{\text{int.}}$ reprezintă hamiltonianul de interacție mezon-nucleon. În teoria perturbațiilor, această interacție de schimb este tratată printr-o dezvoltare în serie după puterile constantei de cuplare

$\frac{g^2}{\hbar \cdot c}$: termenul în g^2 exprimă interacţia de schimb de un mezon, termenul în g^4 interacţia de schimb de doi mezoni, ... etc. Deficienţele metodei de calcul au fost înlăturate prin introducerea unor aproximaţii [1]. Astfel, în teoria cuplării slabe, se consideră că interacţia mezon-nucleon este slabă, fiecare nucleon avînd asociat un mezon excitat pentru o fracţiune scurtă de timp. Energia cinetică a mezonilor este suficient de mare, iar energia de cuplare mezon-nucleon este considerată ca perturbaţie şi în calcule poate fi aplicată metoda perturbaţiilor, deoarece se ia $\frac{g^2}{\hbar \cdot c} \ll 1$. În teoria cuplării puternice, $\frac{g^2}{\hbar \cdot c} \gg 1$, energia cinetică a cîmpului mezonic este neglijabilă şi se consideră ca termen perturbator, iar termenul predominant este energia de interacţie mezon-nucleon. Nici una dintre aceste teorii nu oferă rezultate satisfăcătoare. Unele date experimentale sugerează posibilitatea unei teorii a cuplării intermediare.

Consecinţa imediată a faptului că particulele de cîmp nuclear au masă de repaus finită, este deci raza scurtă de acţiune a forţelor nucleare. Această caracteristică poate fi demonstrată, (independent de teoria perturbaţiilor), prin aplicarea relaţiei de nedeterminare a lui Heisenberg la procesul de emisie şi absorbţie a mezonilor de către nucleoni, prin care se transmite forţa nucleară [2]. Dacă se consideră nucleonii ca surse punctiforme, statice de mezoni, emisia acestora violează conservarea energiei cu cantitatea ΔE, determinată de masa de repaus a mezonului:

$$\Delta E = m_\pi \cdot c^2 \qquad \text{(VIII, 2—8)}$$

Violarea conservării energiei nu poate dura un timp mai mare de Δt, dat de relaţia de nedeterminare:

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar \qquad \text{(VIII, 2—9)}$$

care este:

$$\Delta t = \frac{\hbar}{E} = \frac{\hbar}{m_\pi \cdot c^2} \simeq 10^{-21}\ \text{s} \qquad \text{(VIII, 2—10)}$$

Presupunînd că mezonii se deplasează cu viteza luminii în acest interval de timp foarte scurt, interacţia binucleonică determinată de schimbul de mezoni „virtuali", poate fi extinsă pe o distanţă Δx:

$$\Delta x = c \cdot \Delta t = \frac{\hbar}{m_\pi \cdot c^2} = R = \frac{1}{\varkappa} \qquad \text{(VIII, 2—11)}$$

---

[1] L. Hulthén, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 263 (1945); W. Pauli, N. Hu, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 267 (1945); M. Fierz, P. Wenzel, *Helv. Phys. Acta*, **17**, 215 (1944).

[2] S. Wick, *Nature*, **142**, 994 (1938).

care este egală cu raza de acțiune a forțelor nucleare, calculată prin relația (VIII, 2—7). Mezonii emiși de către nucleoni și absorbiți apoi într-un timp foarte scurt, delimitat de relația de nedeterminare, se numesc mezoni „virtuali".

Energia potențială de interacție binucleonică E_Y este $g \cdot \Phi(r)$:

$$E_Y = -g^2 \frac{e^{-\varkappa r}}{r} \qquad \text{(VIII, 2—12)}$$

Pentru a reda atracția dintre nucleoni, ecuația (VIII, 2—12) se afectează cu semnul minus. Deoarece teoria expusă consideră numai mezonii scalari, fără sarcină electrică (paritatea pozitivă, spinul zero, sarcina electrică nulă) potențialul nuclear, independent de izospin τ, se numește potențial neutru, iar teoria este cunoscută sub numele de *teoria mezonică scalară neutră*. Dacă se presupune participarea mezonilor încărcați cu sarcină electrică, potențialul nuclear, dependent de izospin τ, conține operatorul $[\tau_+(1) \cdot \tau_-(2) + \tau_-(1) \cdot \tau_+(2)]$ și se numește potențial cu sarcină, iar teoria este desemnată ca *teoria mezonică scalară cu sarcină*. Cîmpul mezonic cu sarcină (încărcat) este reprezentat prin operatorii φ_+ de creare și φ_- de anihilare, a unui mezon și este descris de o funcție complexă formată dintr-o parte reală și una imaginară: $\varphi^+ = \varphi_1 + i\varphi_2$; $\varphi^- = \varphi_1 - i\varphi_2$. Nucleonii sînt caracterizați prin funcțiile de undă neutronice Ψ_N și protonice Ψ_P. Operatorii de creare de sarcină τ_+ și de anihilare de sarcină τ_- acționează asupra acestora, în modul următor:

$$\begin{aligned} \tau_+ \cdot \Psi_N &= \Psi_P \qquad \tau_- \cdot \Psi_P = \Psi_N \\ \tau_+ \cdot \Psi_P &= 0 \qquad \tau_- \cdot \Psi_N = 0 \end{aligned} \qquad \text{(VIII, 2—13)}$$

unde τ_+ convertește un neutron în proton și anihilează un proton, iar τ_- convertește un proton în neutron, și anihilează un neutron. Așa de exemplu, operatorul $\tau_- \cdot \varphi_+$ transformă un proton în neutron și creează un mezon cu sarcină pozitivă, după cum operatorul $\tau_+ \cdot \varphi_+$ convertește un neutron în proton și creează un mezon cu sarcină negativă. Densitatea surselor conjugate de cîmp mezonic $\eta^+(r, t)$ și $\eta^-(r, t)$ este dată acum în funcție de operatorii de izospin:

$$\begin{aligned} \eta^+(r, t) &= g \cdot \tau_- \cdot \delta(r) \\ \eta^-(r, t) &= g \cdot \tau_+ \cdot \delta(r) \end{aligned} \qquad \text{(VIII, 2—14)}$$

unde $\delta(r)$ reprezintă densitatea nucleonică. Calculînd potențialul Yukawa după relația (VIII, 2—6), se obține, pentru energia potențială de interacție dintre două surse statice, punctiforme de cîmp mezonic, următoarea relație:

$$E_Y = -\frac{g^2}{2} [\tau_+(1) \cdot \tau_-(2) + \tau_-(1) \cdot \tau_+(2)] \cdot \frac{e^{-\varkappa r}}{r} \qquad \text{(VIII, 2—15)}$$

Astfel, forța nucleară de schimb care acționează între doi nucleoni diferiți este transmisă prin cîmpul de mezoni încărcați. Dacă funcția de undă neutronică este atribuită particulei (1) și funcția de undă protonică este atribuită particulei (2), $\tau_-(1)\cdot\tau_+(2)$ dispare, în timp ce $\tau_+(1)\cdot\tau_-(2)$ deplasează sarcina de la proton la neutron prin intermediul cîmpului mezonic. Operatorul $[\tau_+(1\cdot)\tau_-(2) + \tau_-(1)\cdot\tau_+(2)]$ dispare dacă sistemul este format din doi nucleoni identici (neutron-neutron sau proton-proton) ceea ce demonstrează că interacția (VIII, 2—15) este dependentă de sarcină. Interacția dintre doi protoni ar putea fi explicată numai prin schimbul de doi mezoni pozitivi, însă forța determinată de schimbul a doi mezoni, nu poate fi egală cu forța rezultată din schimbul unui mezon. Astfel, teoria originală a lui Yukawa nu poate explica independența de sarcină a forțelor nucleare, confirmată de rezultatele experimentale.

Pentru a asigura independența de sarcină a forțelor nucleare, Kemmer[1] și Yukawa[2] consideră că la procesul de schimb participă mezonii neutri și mezonii încărcați, care au masele de repaus aproximativ egale. Sarcina mezonică este considerată ca fiind un vector în spațiul de izospin tridimensional: $\mathfrak{g} = g\cdot\tau$, astfel că g are aceeași valoare pentru toți nucleonii. Funcția de undă Φ care satisface ecuația cîmpului mezonic:

$$\nabla^2\Phi - \varkappa^2\cdot\Phi = g\sum_{i=1}^{N}\tau_i\cdot\delta_i(r) \qquad \text{(VIII, 2—16)}$$

este, de asemenea, considerată un vector în spațiul de izospin. Cîmpul mezonic total se compune din cîmpul mezonic neutru și cîmpul mezonic cu sarcină. Aceste premise formează baza teoriei simetrice, iar potențialul de schimb, dependent de izospin, se numește potențial simetric. Dacă se include schimbul de mezoni π^0 în ecuația (VIII, 2—15), teoria simetrică a cîmpului mezonic scalar, conduce, pentru energia de interacție a două sarcini mezonice, la următoarea relație:

$$E_Y = g^2(\tau_1\cdot\tau_2)\cdot\frac{e^{-\varkappa\cdot r}}{r} \qquad \text{(VIII, 2—17)}$$

Mezonii π^+, π^- și π^0 constituie trei stări ale tripletului de izospin, $T = 1$, cu valori ale lui T_z egale cu 1, 0 și -1 (spinul izotopic se conservă în procesele de interacție mezon-nucleon). Interacția de schimb este astfel, independentă de sarcină și atractivă pentru izospinul total $T = 1$, deoarece $\tau_1\cdot\tau_2 = 1$. Dacă $\tau_1\cdot\tau_2 = -3$, izospinul total este nul, $T = 0$ și interacția de schimb este repulsivă.

Teoria mezonică scalară conduce la forțe cu rază mică de acțiune, ceea ce trebuie considerat ca un succes al acesteia, dar prezintă o deficiență serioasă faptul că nu conține interacția de spin a nucleonilor care este bine susținută de datele experimentale. Dependența de spin se poate realiza

---

[1] N. Kemmer, *Proc. Comb. phil. Soc.*, **34**, 354 (1938).

[2] H. Yukawa, S. Sakata, M. Takotani, *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan*, **20**, 319, 720 (1938).

prin introducerea cîmpului mezonic pseudoscalar. Un mezon virtual în cîmpul unui nucleon se află în starea P, care nu are simetrie sferică și orientarea sa în spațiu este determinată de spinul nucleonului. Interacția binucleonică depinde de orientarea relativă a cîmpurilor mezonice, deci este dependentă de spin și are caracter necentral.

Sursa de cîmp mezonic pseudoscalar trebuie să fie un pseudoscalar. Acesta se poate construi din produsul scalar al unui vector polar cu un vector axial. Spinul nucleonului σ este un vector axial. Un vector polar corespunzător nu se poate asocia nucleonului în repaus. Pentru aceasta, funcția scalară $\delta(r_i)$ se înlocuiește cu un vector construit din gradientul funcției scalare. Densitatea sursei de cîmp mezonic pseudoscalar este, în acest caz, de forma:

$$\eta(r_i t) = g \cdot (\sigma_i \operatorname{grad}_i)\, \delta(r_i) \qquad \text{(VIII, 2—18)}$$

Introducînd pe (VIII, 2—18) în ecuația (VIII, 2—5) și efectuînd calculele, se obține pentru energia potențială de interacțiune a două sarcini statice, mezonice, punctiforme, următoarea expresie:

$$E_Y = g^2 \cdot \mathrm{T}\left[\frac{\varkappa^2}{3}(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\varkappa}{r} + \frac{\varkappa^2}{3}\right) \cdot \mathrm{S}_{12}\right] \cdot \frac{\mathrm{e}^{-\varkappa r}}{r} \qquad \text{(VIII, 2—19)}$$

unde S_{12} este operatorul interacției tensoriale. Prin acesta, teoria mezonică pseudoscalară conduce la interacția tensorială. Operatorul T poate lua următoarele forme, în funcție de teoria acceptată: $T = 1$, pentru teoria neutră; $T = \frac{1}{2}[\tau_+(1) \cdot \tau_-(2) + \tau_-(1) \cdot \tau_+(2)]$, pentru teoria cu sarcină și $T = \frac{1}{2}\tau_1 \cdot \tau_2$, pentru teoria simetrică. Teoria pseudoscalară este în concordanță calitativă cu rezultatele experimentale, putînd să explice anomalia momentului magnetic al nucleonilor, apariția forțelor de repulsie binucleonică (s-a stabilit că forța de repulsie se exercită nu numai în interacția binucleonică, ci și în cazul interacției mezon-nucleon, la distanțe de $\sim 0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm) ș.a. Relația (VIII, 2—19) este valabilă pentru distanțe internucleonice pînă la lungimea de undă nucleară Compton. La distanțe mai mici, forma relației se modifică.

Ecuația (VIII, 2—19) este bine cunoscută sub denumirea de „potențialul de schimb pentru un pion" (*one-pion exchange potential*, *OPEP*). Valabilitatea ei este recunoscută de toți autorii, iar corectitudinea este bine stabilită de analiza datelor de împrăștiere binucleonică.

Dacă nucleonii în interacție sînt mult apropiați, este posibil schimbul simultan a doi mezoni sau chiar a mai multor mezoni. În acest caz, din relația de nedeterminare $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$, ΔE se mărește, iar Δt se micșorează și conform relației (VIII, 2—11), se scurtează raza de acțiune a forțelor nucleare. În expresia potențialului nuclear (VIII, 2—6), apar astfel termeni în $\mathrm{e}^{-2\varkappa r}$ $\mathrm{e}^{-3\varkappa r}$ etc. Schimbul multiplu de mezoni este un proces complex și contribuția sa la forțele nucleare nu poate fi calculată cu ajutorul teoriilor actuale ale cîmpului.

La crearea forțelor nucleare, poate contribui și schimbul de mezoni mai grei decît mezonii π, de exemplu: mezonii η ($m_\eta \cdot c^2 = 549$ MeV); mezonii ρ ($m_\rho \cdot c^2 = 769$ MeV) și mezonii ω ($m_\omega \cdot c^2 = 783$ MeV). Fiecare dintre aceștia participă cu cîte un termen de forma (VIII, 2—6) la potențialul de interacție, unde $\varkappa$ este dependent de masa de repaus a mezonului, prin relația (VIII, 2—7). Ca urmare, raza de acțiune a forțelor nucleare va fi mai scurtă.

În teoria mezonică vectorială, mezonii vectoriali emiși sau absorbiți de un nucleon, se află în starea P. Momentul unghiular orbital ($l = 1$) și de spin ($I = 1$) al mezonului, se cuplează, dînd rezultanta 1 sau 0, care apoi se cuplează cu spinul nucleonului pentru a da momentul unghiular total. În primul caz, interacția mezon-nucleon conține factorul $\mathbf{I} \cdot \mathbf{k}$, unde $\mathbf{k}$ este momentul mezonului și spinul mezonului este polarizat paralel cu direcția sa de mișcare (polarizare longitudinală). În al doilea caz, interacția conține factorul $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{I} \times \mathbf{k}$, unde $\boldsymbol{\sigma}$ este spinul nucleonului și spinul mezonului este polarizat perpendicular pe direcția sa de mișcare (polarizare transversală). Fiecare dintre aceste două posibilități de cuplare este caracterizată de o constantă de cuplare proprie. Cuplarea longitudinală ($\mathbf{I} \cdot \mathbf{k}$) nu include spinul nuclear și contribuția sa, $E_Y(l)$, la interacția binucleonică este independentă de spin. Cuplarea transversală ($\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{I} \times \mathbf{k}$) dă naștere la o interacție E_Y(tr.), dependentă de spin și necentrală. Interacția binucleonică totală este suma acestora:

$$E_Y = E_Y(l) + E_Y(\text{tr.}) \qquad \text{(VIII, 2—20)}$$

unde $E_Y(l)$ și E_Y(tr.) au expresii de forma (VIII, 2—17) și respectiv (VIII, 2—19).

Teoria mezonică vectorială explică în mod firesc și cuplajul nuclear spin-orbită, dacă se admite o interacție între cîmpul mezonic vectorial produs de mezonii grei ω și nucleoni.

Rezultatele oferite de teoriile mezonice concordă satisfăcător cu datele experimentale și permit explicarea caracteristicilor forțelor nucleare. În particular, poate reda proprietățile deuteronului ca: energia de legătură, momentul electric de cuadrupol, secțiunea eficace de împrăștiere neutron-proton. Încercările de eliminare a deficiențelor au determinat dezvoltarea teoriilor mezonice[1] (eliminarea termenului în r^{-3} din ecuația (VIII, 2—19) prin introducerea unei mărimi finite a nucleonului, în teoria numită „cut-off" sau a unui cîmp mezonic mixt format dintr-un cîmp mezonic pseudoscalar și vectorial, în teoria numită „mixtur" [2]; apariția potențialului repulsiv în teoria mezonică pseudoscalară, prin introducerea interacției de contact dintre nucleoni[3]; împrăștierea mezonilor de către un sistem de doi nucleoni în interacție[4]), demonstrînd posibilitățile acestora, datorită teoriei riguroase pe care se bazează: teoria cîmpului. Concluzii noi vor putea rezulta numai prin elaborarea unor metode de rezolvare a ecuațiilor cîmpului mezonic, care să nu utilizeze teoria perturbațiilor.

---

[1] H. Bethe, F. de Hoffmann, „Mesons and Fields", vol. II, „Mesons", 1955, p. 299.
[2] L. Rosenfeld, „Nuclear Forces", North-Holland Publ. Comp., 1948, p. 323.
[3] M. Lévy, *Phys. Rev.*, **88**, 725 (1952).
[4] K. Brueckner, K. Watson, *Phys. Rev.*, **92**, 1023 (1953).

Pentru a scoate mai clar în evidență analogia și diferența dintre cîmpul electromagnetic și cîmpul mezonic, în tabloul VIII—1 se prezintă cîteva proprietăți ale acestora.

TABLOUL VIII—1

Proprietăți ale cîmpului electromagnetic și cîmpului mezonic

Proprietatea	Cîmpul electromagnetic	Cîmpul mezonic
Ecuația cîmpului liber	$\nabla^2 A - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0$	$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \varkappa^2 \Phi = 0$
Potențialul static	$\frac{e}{r}$	$-g \frac{e^{-\varkappa r}}{r}$
Sarcina particulei	e (pe electron)	g (pe nucleon)
Cuanta de cîmp	foton	mezon
Masa cuantei	0	$\sim 300\, m_e$
Sarcina electrică a cuantei	0	$0, +e, -e$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Partea a IV-a

MODELE NUCLEARE

Unul dintre obiectivele centrale ale fizicii nucleare este înțelegerea structurii nucleului, care include toate aspectele legate de mișcarea nucleonilor în nucleu: parcursul, momentul, corelațiile dintre nucleoni, energia de legătură ș.a. Cunoștințele acumulate asupra forțelor nucleare din studiul sistemului binucleonic, nu pot fi aplicate direct nucleelor reale, care reprezintă sisteme polinucleonice, datorită complexității matematice imense. Descrierea completă a structurii unui nucleu se face cu ajutorul funcției de undă nucleară completă. Chiar pentru un nucleu de mărime medie, există dificultăți considerabile în determinarea experimentală și teoretică a comportării tuturor gradelor de libertate ale sistemului dinamic. Pentru a ușura cuprinderea fenomenelor, se caută a se descrie nucleul printr-un număr relativ mic de parametri, care să permită tratarea matematică și să fie suficienți pentru a descrie proprietățile importante. În absența unei teorii riguroase, se elaborează — pe baza unor presupuneri simplificatoare — un model de structură similar cu un sistem ale cărui proprietăți sînt cunoscute: un gaz, o picătură de lichid, structura electronică a atomului ș.a.

Modelele nucleare sînt formulări cantitative ale unor ipoteze simplificatoare asupra mișcării și distribuției nucleonilor în nucleu, care permit calcularea caracteristicilor sistemului nuclear pentru un caz dat. Astfel, nucleul se tratează ca un gaz degenerat, o picătură de lichid, sau ca un sistem cvasiatomic. Există două tipuri importante de modele nucleare: *modelul particulei* independente (individuale) și *modelul poliparticulelor* (interacție puternică).

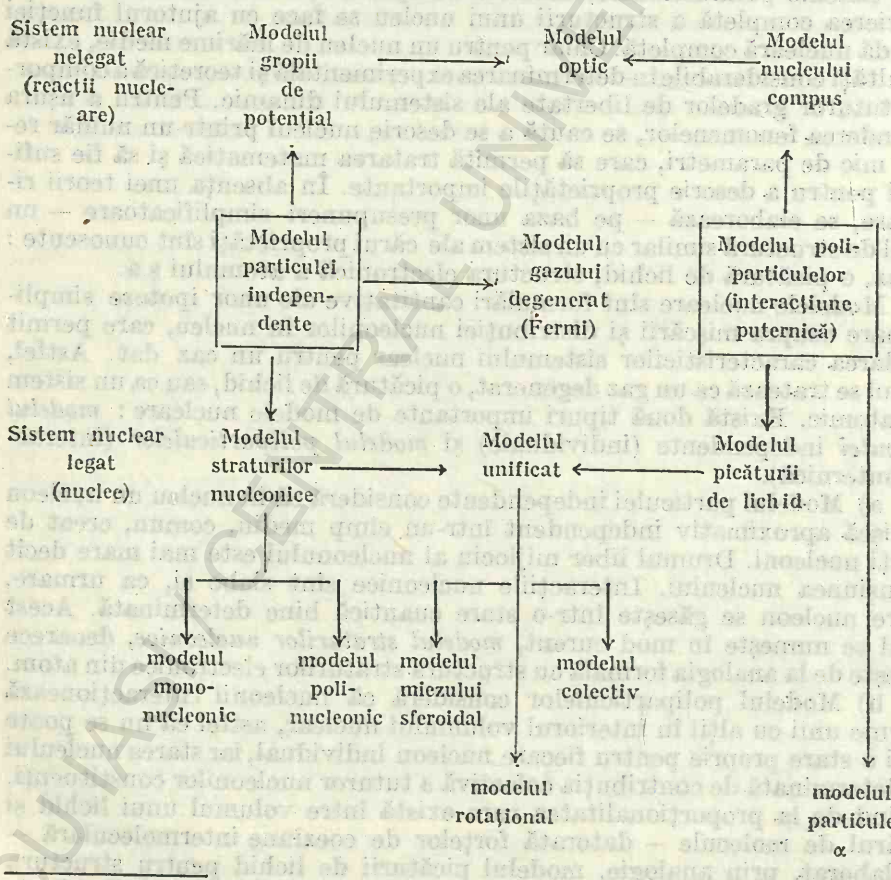
a) Modelul particulei independente consideră că în nucleu un nucleon se mișcă aproximativ independent într-un cîmp mediu, comun, creat de ceilalți nucleoni. Drumul liber mijlociu al nucleonului este mai mare decît dimensiunea nucleului. Interacțiile nucleonice sînt slabe și, ca urmare, fiecare nucleon se găsește într-o stare cuantică bine determinată. Acest model se numește în mod curent, *modelul straturilor nucleonice*, deoarece pornește de la analogia formală cu structura straturilor electronice din atom.

b) Modelul poliparticulelor consideră că nucleonii interacționează puternic unii cu alții în interiorul volumului nuclear, astfel că nu se poate defini o stare proprie pentru fiecare nucleon individual, iar starea nucleului este determinată de contribuția colectivă a tuturor nucleonilor constituenți. Pornind de la proporționalitatea care există între volumul unui lichid și numărul de molecule — datorată forțelor de coeziune intermoleculară — s-a elaborat, prin analogie, modelul picăturii de lichid pentru structura nucleului. În acest model, drumul liber mijociu al nucleonului este mai mic decît dimensiunea nucleului.

Deoarece ambele modele reprezintă situaţii extreme ale realităţii, acestea pot explica numai anumite proprietăţi ale structurii nucleare. Din îmbinarea modelului straturilor nucleonice cu modelul picăturii de lichid, considerînd că la determinarea structurii nucleare participă atît mişcarea individuală cît şi colectivă a nucleonilor, a rezultat modelul nuclear mixt, numit *modelul unificat* (*colectiv*). Acesta completează cele două modele extreme şi poate explica mai bine caracteristicile generale ale nucleelor.

În tabloul de mai jos se prezintă o clasificare generală a modelelor nucleare [1] utilizate pentru reprezentarea structurii nucleare (sistem nuclear legat) şi a reacţiilor nucleare (sistem nuclear nelegat) în care se indică diferitele variante rezultate din acestea. După cum se poate observa, pentru stabilirea mecanismului reacţiilor nucleare, s-au elaborat modele nucleare (modelul gropii de potenţial, modelul nucleului compus, modelul optic care derivă din cele două modele de bază.

Clasificarea modelelor nucleare



[1] S. Moszkowski, „Models of Nuclear Structure", în „Handbuch der Physik", vol. 39, 1957, p. 411.

Capitolul IX

MODELUL GAZULUI DEGENERAT (FERMI)

1. FORMULAREA MODELULUI FERMI

Modelul de gaz Fermi al nucleului este un model de particule independente și are la bază ipoteza mișcării aproximativ independente a nucleonilor în nucleu.

Îndeplină analogie cu gazul degenerat (Fermi) din teoria electronică a metalelor[1], modelul nuclear de gaz Fermi consideră că neutronii și protonii unui nucleu de volum v, se supun statisticii Fermi-Dirac (inclusiv principiul de excluziune al lui Pauli). Astfel, pentru $T = 0°K$, în domeniul de energie de la 0 la E_F (energia Fermi) funcția de distribuție Fermi-Dirac, f_{FD} :

$$f_{FD} = \left[1 + \exp\frac{E_i - E_F}{kT}\right]^{-1} \qquad (IX, 1-1)$$

are o valoare constantă și egală cu unitatea, ceea ce înseamnă că la temperatura de zero absolut, nucleonii vor ocupa cu certitudine, toate stările energetice situate sub nivelul Fermi, E_F. Nivele energetice superioare lui E_F nu vor fi ocupate, deoarece probabilitatea de ocupare este nulă, $f_{FD} \to 0$. Energia Fermi reprezintă deci energia maximă pe care o pot avea nucleonii la $T = 0°K$ și caracterizează proprietățile energetice ale nucleonilor în nucleu. Deoarece parcursul liber mijlociu al nucleonilor în gazul degenerat este mai mare decît dimensiunile volumului nuclear, rezultă că interacțiile nucleonice sînt neglijabile.

Pentru a obține o imagine asupra ordinului de mărime al modelului, să evaluăm impulsul Fermi, p_F și energia Fermi, E_F. Dacă volumul unei celule elementare din spațiul fazelor este h^3, numărul de celule elementare, care conțin un nucleon cu impulsul cuprins între p și $p + dp$, ce se găsesc în volumul nuclear v, este :

$$dn = \frac{4\pi p^2}{h^3} \cdot v \cdot dp \qquad (IX, 1-2)$$

Prin integrarea r elației (IX, 1—2) pînă la valoarea maximă a impulsului, p_F, ținînd seamă de degenerescența dublă de spin $\left(S = \pm\frac{1}{2}\right)$, se obține pentru numărul stărilor nucleonice, următoarea expresie :

$$\mathcal{N} = \int_0^{p_F} dn = \frac{2v}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{p_F} 4\pi p^2 \cdot dp = \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3} \cdot v \qquad (IX, 1-3)$$

[1] M. Protopopescu, „Teoria electronică a metalelor", Edit. Academei, 1973, p. 244.

Dacă gazul degenerat este în starea fundamentală, toate nivelele sînt complet ocupate. Pentru gazul neutronic, numărul stărilor este egal cu numărul neutronilor N; la fel, pentru gazul protonic, numărul stărilor este egal cu numărul protonilor Z. Din relația (IX, 1—3) se obțin, pentru impulsul Fermi al neutronilor $p_F(N)$ și al protonilor, $p_F(Z)$, următoarele relații:

$$p_F(N) = (3\pi)^{1/3}\hbar\left(\frac{N}{v}\right)^{1/3}; p_F(Z) = (3\pi)^{1/3}\cdot\hbar\left(\frac{Z}{v}\right)^{1/3} \quad \text{(IX, 1—4)}$$

Energia Fermi, corespunzătoare impulsului maxim, pentru neutroni $E_F(N)$ și protoni $E_F(Z)$, se obține din relația $E_F = \frac{p_F^2}{2m}$:

$$E_F(N) = \frac{\hbar^2}{2m_n}\cdot\left(3\pi^2\frac{N}{v}\right)^{2/3}; E_F(Z) = \frac{\hbar^2}{2m_p}\cdot\left(3\pi^2\frac{Z}{v}\right)^{2/3} \quad \text{(IX, 1—5)}$$

Dacă pentru volumul nuclear se introduce expresia: $v = \frac{4}{3}\pi R_0^3\cdot A$, relațiile (IX, 1—5) devin:

$$E_F(N) = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\cdot\frac{\hbar^2}{2m_n R_0^2}\left(\frac{N}{A}\right)^{2/3}; E_F(Z) = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\cdot\frac{\hbar^2}{2m_p R_0^2}\left(\frac{Z}{A}\right)^{2/3} \quad \text{(IX, 1—6)}$$

Luînd $R_0 \simeq 1{,}1\cdot 10^{-13}$ cm și considerînd: $N \simeq Z \simeq \frac{A}{2}$, energiile Fermi au următoarele valori:

$$E_F(N) \simeq 43\text{MeV}; E_F(Z) \simeq 37\text{ MeV}$$

Ordinul de mărime al energiilor Fermi ale nucleonilor este mult mai mare decît energia Fermi $E_F(e)$, a electronilor în metale: $E_F(e) \simeq 5$ eV. Diferența este determinată de raportul maselor nucleonilor și electronilor, precum și de densitatea de particule, care la nucleu este $\sim 10^{38}$ nucleoni/cm^3, iar la conductori metalici este $\sim 10^{23}$ electroni/cm^3.

Deosebirea dintre un gaz degenerat și un gaz clasic se poate exprima prin raportul E_F/kT. Pentru un gaz degenerat la temperaturi joase, $\frac{E_F}{kT} \gg 1$ și se verifică condiția: $n\lambda_T^3 \gg 1$, unde n este numărul de fermioni pe unitatea de volum, iar λ_T este lungimea de undă termică definită prin relația: $\lambda_T = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mkT}}$. Aceasta înseamnă că distanța medie dintre particule este mai mică decît lungimea de undă termică. Pentru un gaz clasic la temperaturi ridicate, $E_F \ll kT$, distribuția este dată de ecuația lui Boltzmann și se verifică condiția: $n\lambda_T^3 \ll 1$, adică distanța medie dintre particule mai mare decît λ_T. De exemplu, hidrogenul este un gaz clasic, pentru care $n\lambda_T^3 \simeq 2\cdot 10^{-4}$ ($T \simeq 300°$K, $kT = \frac{1}{40}$eV, $\lambda_T \simeq 2\cdot 10^{-8}$cm, $n = 3\cdot 10^{19}$ atomi/cm^3); pentru un conductor tipic, $n\cdot\lambda_T^3 \simeq 10^5$ ($\lambda_T \simeq 10^{-6}$ cm, $n \simeq 10^{23}$ electroni/cm^3.

Modelul de gaz Fermi se utilizează frecvent pentru evaluarea ordinului de mărime al diferitelor caracteristici, datorită simplității calculelor, și permite explicarea proprietății de saturație a forțelor nucleare, a potențialului nuclear și a altor proprietăți care nu diferă mult de la nucleu la nucleu. Fiind un model statistic, se aplică la nucleele grele. Modelul Fermi s-a dovedit util în tratarea fenomenelor de ciocniri nucleare la energii mari, unde valoarea mare a drumului liber mijlociu care s-a observat, este determinată de stările ocupate, cu moment mic ; de asemenea, momentul maxim permis determină distribuția energiei particulelor după ciocnire.

Ca exemplu, se va calcula energia cinetică totală a nucleonilor dintr-un sistem nuclear, în starea fundamentală. Pentru un ansamblu de N neutroni, se obține :

$$E_c = \sum_{i=1}^{N} E_{F,i}(N) = \int_0^{p_F(N)} \frac{p^2}{2m_n}\left[\frac{2v}{(2\pi\hbar)^3} 4\pi p^2 \, dp\right] dp = \frac{3}{5} N \cdot E_F(N) \qquad (IX, 1-7)$$

iar pentru un ansamblu de $A = N + Z$ nucleoni, conform relației (IX, 1—7), energia cinetică totală $E_c(A)$ este :

$$E_c(A) = \sum_{i=1}^{A} E_{F,i} = \frac{3}{5}[NE_F(N) + Z\,E_F(Z)] \qquad (IX, 1-8)$$

Considerînd $N = Z$, energia cinetică medie pe nucleon, $\frac{E_c(A)}{A}$ este :

$$\frac{E_c(A)}{A} \simeq \frac{3}{5} A \frac{E_F}{A} \simeq \frac{3}{5} E_F \simeq 22 \text{ MeV}$$

în bună concordanță cu valoarea obținută prin alte metode. În mod simplu se regăsește ordinul de mărime pentru adîncimea gropii de potențial nuclear. Dacă pentru energia de separare a unui nucleon se ia $S_n \simeq 8$MeV, pentru un nucleu cu $N = Z$, energia potențială este :

$$U \simeq E_F + S_n \simeq 37 + 8 \simeq 45 \text{ MeV}$$

care, de asemenea, este în concordanță cu valoarea obținută din alte considerente.

Capitolul X

MODELUL PICĂTURII DE LICHID (HIDRODINAMIC)

Modelul nuclear al picăturii de lichid a fost introdus de Bohr [1] şi se bazează pe analogia observată dintre proprietăţile unei picături de lichid şi unele caracteristici ale nucleelor atomice. Astfel, interacţia tare, specifică forţelor nucleare şi raza scurtă de acţiune confirmă presupunerea că drumul liber mijlociu al nucleonilor în nucleu este mai mic decît dimensiunile nucleului, analog drumului liber mijlociu al moleculelor într-o picătură de lichid. Determinările experimentale de rază nucleară au arătat că mărimea acesteia depinde de rădăcina cubică a numărului atomic, prin urmare volumul nucleului este proporţional cu numărul de nucleoni, volumul ocupat de fiecare nucleon fiind constant (densitatea substanţei nucleare este constantă). Acest fapt reflectă caracterul de saturare a forţelor nucleare. O proprietate similară o au şi lichidele, la care proporţionalitatea dintre volum şi numărul de molecule este determinată de caracteristicile forţelor de coeziune intermoleculară. Pentru majoritatea nucleelor, energia de legătură este proporţională cu numărul de nucleoni, astfel că energia de legătură pe nucleon este constantă. Această însuşire se manifestă şi la o picătură de lichid a cărei energie totală creşte prin adăugarea unei molecule.

În fine, un alt grup de date experimentale care au condus la reprezentarea colectivă a nucleului îl constituie reacţiile nucleare, pentru a căror explicare, Bohr a elaborat modelul nucleului compus, care transpune în domeniul nuclear concentrarea picăturilor. În reacţia nucleară, nucleonul incident este captat de nucleul ţintă, formînd un nucleu compus şi interacţionează puternic cu nucleonii din nucleul ţintă, energia sistemului fiind distribuită rapid între toţi nucleonii.

Modelul picăturii de lichid consideră nucleul format dintr-o picătură de materie nucleară incompresibilă, de densitate constantă, în condiţii statice, cînd suprafaţa nucleară nu suferă deformaţii. Starea sistemului este descrisă numai de coordonatele suprafeţei picăturii, adică de coordonate colective. Mişcarea individuală a nucleonilor nu este luată în consideraţie.

Unele date experimentale referitoare la procesele radiative şi reacţia de fisiune nucleară, au demonstrat că suprafaţa nucleară este deformabilă. Luînd în considerare deformaţia suprafeţei nucleare, modelul generalizat se bazează pe studiul dinamicii nucleare, care şi de această dată se face prin analogie cu dinamica unei picături de lichid.

Modelul picăturii de lichid s-a aplicat cu succes la explicarea unor proprietăţi nucleare : energia de legătură (constituind baza pentru stabilirea unei formule semiempirice pentru calculul masei nucleare), energetica proceselor de dezintegrare radioactivă, studiul unor reacţii nucleare,

---

[1] N. Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936) ; N. Bohr , F . Kalckar , *Kgl. Danske Videnskab Selskab., Mat.-Fys. Medd.*, **14**, 10 (1937).

mecanismul procesului de fisiune nucleară. La fel ca și modelul de gaz Fermi, modelul picăturii de lichid se aplică la nucleele grele.

1. FORMULA SEMIEMPIRICĂ A MASEI NUCLEARE

Un succes remarcabil al modelului picăturii de lichid îl constituie stabilirea unei ecuații semiempirice pentru energia de legătură nucleară, de la care se poate calcula apoi masa moleculară. Pornind de la reprezentarea structurii nucleare prin acest model, C. Weizsäcker [1] a stabilit o ecuație pentru energia de legătură nucleară, pentru nucleele grele cu $A > 30$, în starea fundamentală, acceptînd unele caracteristici generale ale forțelor nucleare, de exemplu: independența de sarcină, independența de spin, raza scurtă de acțiune. Pentru un nucleu format din N neutroni și Z protoni, energia de legătură nucleară este dată de contribuția mai multor termeni, care exprimă manifestarea diferitelor proprietăți ale picăturii de „lichid nuclear":

$$B(A,Z) = a_v A - a_S A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + a_p A^{-3/4} \quad (X,1-1)$$

în care termenii reprezintă, de la stînga la dreapta, energia de volum, energia de suprafață, energia coulombiană, energia de asimetrie și energia de împerechere. Parametrii corespunzători a_v, a_S, a_c, a_a, a_p, sînt independenți de A și Z și depind de caracteristicile interacțiunii binucleonice. Mărimea acestora se determină din confruntarea cu datele experimentale referitoare la energia de legătură, energia proceselor de dezintegrare β, secțiunea eficace a reacțiilor nucleare. Valorile acceptate sînt indicate în tabloul X—1 [2].

Primii trei termeni sînt similari cu termenii care dau energia unei picături de lichid încărcate, iar ultimii doi sînt specifici structurii nucleare și exprimă proprietățile de simetrie ale stărilor nucleare, determinate de forțele nucleare care acționează între nucleoni.

TABLOUL X—1

Valorile parametrilor din ecuația semiempirică de masă, în MeV

a_v	a_S	a_c	a_a	a_p
15,56	17,23	0,7	23,6	33,5

Energia de volum reprezintă contribuția forțelor nucleare de atracție la energia de legătură și reduce masa nucleului sub suma maselor nucleonilor constituenți cu o cantitate proporțională cu numărul total de nucleoni, A, deoarece energia de legătură pe nucleon este constantă. Dacă fiecare nucleon contribuie la legătura nucleară cu o energie a_v(MeV), pentru întreg volumul nuclear, energia de volum B_v (numită și energie de schimb) este produsul: $a_v \cdot A$.

---

[1] C. von Weizsäcker, *Z. Physik*, **96**, 431 (1935); H. Bethe, *Phys. Rev.*, **50**, 332 (1936).
[2] R. Evans, „The Atomic Nucleus", Mc Graw-Hill Book Comp., 1955, p. 383.

Energia de suprafață. Evaluarea energiei de volum este corectă numai în cazul materiei nucleare infinite, cînd nucleonii interacționează în egală măsură în toate direcțiile. La nucleele reale însă, nucleonii aflați la suprafață nu participă total la interacția binucleonică ca în interiorul nucleului și ca urmare, energia de legătură este micșorată cu o cantitate proporțională cu numărul de nucleoni din suprafața nucleară (fenomenul este echivalent cu tensiunea superficială a unei picături de lichid). Fie f_1 fracțiunea din numărul de nucleoni, din interiorul nucleului în interacțiune cu un nucleon învecinat, care interacționează cu un nucleon din suprafața nucleară, iar f_2 fracțiunea de nucleoni care se află în suprafața nucleului. Energia reală de volum devine în acest caz:

$$B_v = a_v A(1 - f_2) + a_v A f_2 \cdot f_1 \qquad (X, 1-2)$$

unde primul termen redă energia de legătură la care participă nucleonii din interiorul nucleului și al doilea termen reprezintă contribuția la energia de legătură a celor $A \cdot f_2$ nucleoni din suprafața nucleară, determinați de mărimea fracțiunii f_1. Prin rearanjarea ecuației (X, 1—2) se obține:

$$B_v = a_v \cdot A - a_v \cdot A f_2(1 - f_1) \qquad (X, 1-3)$$

în care ultimul termen exprimă efectul suprafeței nucleare asupra energiei de legătură:

$$B_S = a_v \cdot A \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \qquad (X, 1-4)$$

Luînd $f_1 \simeq \frac{2}{3}$ și $f_2 \simeq \frac{v_S}{v_N} \simeq 3 \cdot A^{-1/3}$ ($v_S = 4\pi R^2 \cdot r_n$ reprezintă volumul suprafeței nucleare de grosime egală cu raza de acțiune a forțelor nucleare r_n iar $v_N = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$ reprezintă volumul nuclear) se obține pentru contribuția energiei de suprafață, următoarea expresie:

$$B_S = -a_S \cdot A^{2/3} \qquad (X, 1-5)$$

(Dependența energiei de suprafață de $A^{2/3}$ rezultă de la prima vedere din faptul că energia superficială este proporțională cu suprafața nucleului sferic: $a_S R^2 \simeq a_S \cdot A^{2/3}$).

Din evaluarea contribuției energiei potențiale și cinetice a nucleonilor la energia de legătură se pot obține expresii cantitative pentru cîțiva parametri din ecuația semiempirică a energiei de legătură (X, 1—1).

Energia potențială a unei perechi de nucleoni i și j este dată de relația:

$$U_{ij}(r_{ij}) = U_{ij}^{W}(r_{ij}) + U_{ij}^{M}(r_{ij}) \cdot P_M \qquad (X, 1-6)$$

unde $U_{ij}^{W}(r_{ij})$ și $U_{ij}^{M}(r_{ij})$ sînt energiile potențiale Wigner și Majorana, iar P_M este operatorul de schimb Majorana ($P_M = \pm 1$). Energia potențială totală U a sistemului nuclear se obține prin însumarea relației (X, 1—6) pentru

toate perechile de nucleoni:

$$U = \sum_{i<j}^{A} U_{ij}(r_{ij}) \qquad (X, 1-7)$$

Dacă funcţia de undă a nucleului este $\Psi(r_1, r_2, \ldots, r_n)$, valoarea medie a energiei potenţiale, $\tilde{U}$, se calculează după relaţia:

$$\tilde{U} = \sum_{i<j}^{A} \int \Psi^*(r_1, r_2, \ldots, r_n) U_{ij}(r_{ij}) \cdot \Psi(r_1, r_2, \ldots, r_n) \mathrm{d}\tau \qquad (X, 1-8)$$

Din evaluarea separată [1] a energiilor potenţiale determinate de forţele Wigner şi Majorana:

$$\sum_{i<j}^{A} \int \Psi^* U_{ij}^{W}(r_{ij}) \cdot \Psi \cdot \mathrm{d}\tau = \frac{1}{2} A(A-1) p U^{W} \qquad (X, 1-9)$$

$$\sum_{i<j}^{A} \int \Psi^* U_{ij}^{M}(r_{ij}) \cdot P_M \cdot \Psi \cdot \mathrm{d}\tau =$$

$$= \left\{ \left[6 \frac{Z}{2} + \frac{1}{2}(N-Z) \right] - \frac{1}{2} \left[\frac{Z}{2} \cdot \left(\frac{Z}{2} - 1 \right) + \frac{N}{2} \left(\frac{N}{2} - 1 \right) \right] \right\} p \cdot U^{M} \qquad (X, 1-10)$$

unde p reprezintă probabilitatea de a găsi o pereche de nucleoni în raza de acţiune a forţelor nucleare, care poate avea două valori:

$$p = \left(\frac{r_n}{R} \right)^3 \cdot \left[1 - \frac{9}{16} \cdot \frac{r_n}{R} + \frac{1}{32} \cdot \left(\frac{r_n}{R} \right)^3 \right] \quad R > \frac{r_n}{2}$$

$$p = 1 \qquad R < \frac{r_n}{2} \qquad (X, 1-11)$$

energia potenţială totală ia forma:

$$\tilde{U} = \left[\frac{1}{2} A(A-1) U^{W} - \left(\frac{A}{2} - 4 \right) U^{M} \right] \cdot p + \left[\frac{(N-Z)^2}{2} + 2(N-Z) \right] U^{M} \cdot p \qquad (X, 1-12)$$

Dacă: $A \ll A^2$ şi $(N-Z) \ll (N-Z)^2$, ecuaţia (X, 1—12) devine:

$$\tilde{U} = \left[\frac{A^2}{2} \left(U^{W} - \frac{U^{M}}{4} \right) - \frac{(N-Z)^2}{2} U^{M} \right] \cdot p =$$

$$= \left[\frac{A}{2} \left(U^{W} - \frac{U^{M}}{4} \right) - \frac{(N-Z)^2}{2A} U^{M} \right] \cdot \left(\frac{r_n}{R_0} \right)^3 \cdot$$

$$\cdot \left(1 - \frac{9}{16} \frac{r_n}{R_0 A^{1/3}} + \frac{1}{32} \frac{r_n^3}{R_0^3 \cdot A} \right) \qquad (X, 1-13)$$

[1] R. Roy, B. Nigam, op. cit., p. 143.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

care, în final, se poate scrie:

$$\tilde{U} = -a_v \cdot A + a_S \cdot A^{2/3} + a_a(1)\frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1-14)$$

și definește constantele a_v, a_S și $a_a(1)$.

Contribuția energiei cinetice la energia de legătură a sistemului nuclear, format din A nucleoni, care se supune principiului de excluziune al lui Pauli, se calculează în modelul gazului Fermi, utilizînd relația (IX, 1—7) pentru energia cinetică a neutronilor și protonilor:

$$E_c(N) = \frac{4\pi}{5m_n}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} \cdot \frac{h^2}{V^{2/3}} N^{5/3}; \quad E_c(Z) = \frac{4\pi}{5m_p}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} \cdot \frac{h^2}{V^{2/3}} \cdot Z^{5/3} \qquad (X, 1-15)$$

Energia cinetică totală E_c, se obține:

$$E_c = \frac{4\pi}{5m} \cdot \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} \cdot \frac{h^2}{V^{2/3}} \cdot (N^{5/3} + Z^{5/3}) \qquad (X, 1-16)$$

Pentru $N - Z \ll A$, în urma unor transformări rezultă în final:

$$E_c \simeq a'_v \cdot A + a_a(2) \cdot \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1-17)$$

unde constantele a'_v și $a_a(2)$ au următoarea expresie:

$$a'_v = \frac{4\pi}{5m}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} \cdot \frac{h^2}{\left(\frac{4}{3}\pi R_0^3\right)^{2/3}} \frac{2}{2^{5/3}}; \quad a_a(2) = \frac{4\pi}{5m}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} \cdot \frac{h^2}{\left(\frac{4}{3}\pi R_0^3\right)^{2/3}} \cdot \frac{2}{2^{5/3}} \frac{20}{9}$$

Însumînd ecuațiile (X, 1—14) și (X, 1—17) energia de legătură nucleară ia forma:

$$B(A, Z) = (-a_v + a'_v)A + a_S \cdot A^{2/3} + a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1-18)$$

Primul termen redă energia de volum, și are două componente: termenul cu a_v, care provine din caracterul de saturare al forțelor de schimb și termenul cu a'_v, care derivă din considerarea energiei cinetice a nucleonilor. Constanta a_a din termenul care dă energia de simetrie, are de asemenea două componente: $a_a = a_a(1) + a_a(2)$.

Energia de simetrie. În absența forțelor coulombiene, nucleele ușoare ($A < 16$) care au numărul de neutroni egal cu numărul de protoni, $N \simeq Z$ au stabilitatea maximă. Pe măsură ce numărul de masă crește excedentul de neutroni ($N > Z$) sau de protoni, ($Z < N$) se mărește și astfel, stabili-

tatea nucleelor grele se micşorează în mod corespunzător. Pentru a exprima influenţa acestui *efect de simetrie* (numit şi efect de asimetrie) în distribuţia nucleonilor, Fermi a introdus în expresia energiei de legătură un termen proporţional cu $(N - Z)^2$, numit energia de simetrie sau energia de asimetrie, B_a:

$$B_a = a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1-19)$$

La energia de simetrie contribuie energia potenţială de interacţie binucleonică şi energia cinetică a ansamblului nucleonic. După cum s-a arătat, forţele de schimb Majorana sînt atractive dacă nucleonii se găsesc în acelaşi nivel energetic şi astfel nucleele cu $N = Z$, care au numărul cel mai mare de perechi nucleonice simetrice, vor avea stabilitatea maximă. Acest fapt este în acord cu concluziile degajate din studiul deuteronului, care arată că interacţia neutron-proton este mai lantă. La nucleele cu $N \neq Z$, numărul mai mare de perechi nucleonice antisimetrice, pentru care forţele de schimb sînt repulsive, determină o micşorare a energiei de legătură. Deci, creşterea diferenţei $(N - Z)$ imprimă nucleelor o stabilitate mai mică. Energia cinetică a unui sistem nuclear cu $N = Z$ este minimă, ceea ce determină o energie de legătură maximă. Această comportare este redată de linia stabilităţii nucleare.

Pentru a evalua termenul de simetrie să calculăm energia totală a unui sistem nuclear E_T, care este suma energiei cinetice E_c şi a energiei potenţiale U:

$$E_T = \sum_i E_{c,i} + \frac{1}{2} \sum_i U_i \qquad (X, 1-20)$$

unde U_i se calculează în funcţie de energia potenţială de interacţie binucleonică u_{ij}:

$$U_i = \sum_j u_{ij} \qquad X, 1-21)$$

Schimbarea de energie totală E_T determină o schimbare în energia de legătură $B(A, Z)$:

$$-B_S = \Delta \sum_i E_{c,i} + \frac{1}{2} \Delta \sum_i U_i \qquad (X, 1-22)$$

unde Δ reprezintă diferenţa dintre aceste cantităţi pentru un nucleu dat, cu $N \neq Z$ şi un alt nucleu cu acelaşi A, dar cu $N = Z$. Pentru evaluarea energiei să examinăm distribuţia nucleonilor într-un nucleu cu masa A, pentru diferite valori $N - Z$, prezentată în mod sugestiv în figura X — 1. Pe linia orizontală se indică diferite valori ale lui $N - Z$, corespunzătoare configuraţiilor neutrono-protonice, precum şi raportul $\Delta E_{c,i}/\varepsilon$. Pe linia verticală se prezintă energia nivelelor ocupate de neutroni şi protoni. Pentru simplificare, se consideră diferenţa dintre nivele constantă şi egală

cu ε. De exemplu, pentru nucleul cu $N = Z$, suma energiilor nivelelor ocupate de nucleoni este : $2\varepsilon(1 + 2 + 3 + 4 + 5 + 6) = 42\ \varepsilon$, iar pentru nucleul cu $N - Z = 8$, această sumă ia valoarea : $\varepsilon(1 + 2 + 1 + 2 + 3 +$

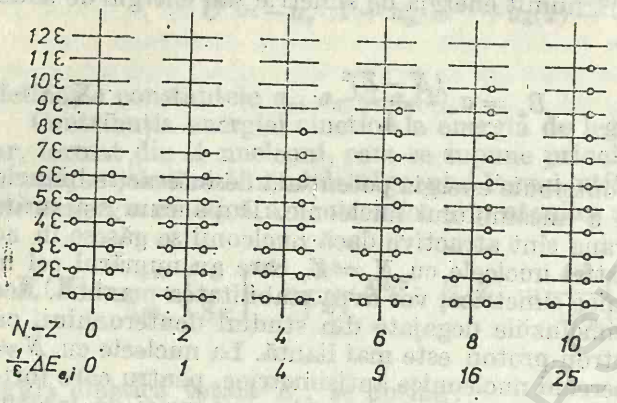


Fig. X—1. — Dependența mărimii $\Sigma E_{0,1}$ din ecuația (X, 1—22) de $N-Z$.

$+ 4 + 5 + 6 + 7 + 8 + 9 + 10) = 58\ \varepsilon$, care reprezintă o creștere în energie de 16ε. Se poate observa deci, următoarea corelație :

$$\Delta \sum_i E_{c,i} = \frac{\varepsilon}{4}(N - Z)^2 \qquad (X, 1—23)$$

Luînd pentru ε o valoare medie de forma : $\varepsilon \simeq \frac{25}{A}$ (MeV) ecuația (X, 1—23) devine :

$$\Delta \sum_i E_{c,i} = 6{,}3 \cdot \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1—24)$$

Excedentul de neutroni sau protoni determină o modificare a energiei potențiale de interacție, corectînd potențialul de interacție V_0(potențialul Woods — Saxon). Dacă nucleul conține un exces de neutroni, V_0 va fi mai puternic decît rezultă pentru un proton, deoarece interacția sa este predominantă cu neutronii și va fi mai slab decît rezultă pentru un neutron, deoarece cele mai multe interacțiuni ale acestuia se produc cu ceilalți neutroni. Modificarea ΔU_S a energiei potențiale față de mărimea U_0 datorită efectului de simetrie este dată de relația aproximativă :

$$U_S = \pm 27 \frac{N - Z}{A} \qquad \begin{matrix}(-)\text{ pentru neutroni} \\ (+)\text{ pentru protoni}\end{matrix} \qquad (X, 1—25)$$

Deoarece pentru fiecare neutron U_0 crește cu ΔU_S, iar pentru fiecare proton scade cu ΔU_S, schimbul total de energie potențială va fi :

$$\Delta \sum_i U_i = (N - Z) \cdot \Delta U_S = 27 \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1—26)$$

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Introducînd pe (X, 1—24) și (X, 1—26) în relația (X, 1—22) se obține expresia:

$$B_a = -a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \qquad (X, 1—27)$$

Se observă că pentru nucleele cu $N = Z$, energia de asimetrie este nulă.

Energia coulombiană. Interacția nucleonică atractivă este micșorată de forța repulsivă electrostatică exercitată între cei Z protoni. Presupunînd că sarcina protonilor este distribuită cu o densitate constantă, se obține un termen proporțional cu $\frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R^2}$. Punînd $R = R_0 \cdot A^{1/3}$, contribuția energiei coulombiene la energia de legătură este de forma:

$$B_c = -a_c Z^2 \cdot A^{-\frac{1}{3}} \qquad (X, 1—28)$$

Creșterea energiei coulombiene micșorează stabilitatea nucleară.

Energia de împerechere. Sistematica nucleelor arată că nucleele par-pare au stabilitate maximă, nucleele impar-impare sînt cel mai puțin stabile iar nucleele cu A impar (par-impare sau impar-pare), prezintă o stabilitate intermediară. Această regularitate se datorește influenței spinului nucleonic, care determină împerecherea nucleonilor. Deoarece modelul picăturii de lichid presupune independența de spin a forțelor nucleare, pentru a considera influența spinului nucleonic, în calculul energiei de legătură se introduce un termen corectiv, numit energie de împerechere, care ține seama de efectul de spin (efectul par-impar). La nucleele par-pare toți nucleonii au spinii împerecheați și ca urmare, forța atractivă suplimentară determină o mărire a energiei de legătură, iar la nucleele impar-impare, spinii neîmperecheați ai neutronului și protonului dau naștere la o forță repulsivă, care micșorează energia de legătură. Admițînd că la nucleele cu A impar, spinul neîmperecheat nu aduce o contribuție la energia de legătură, se consideră în mod convențional energia de împerechere egală cu zero. (O analiză riguroasă arată că energia de împerechere la nucleele cu Z impar diferă puțin de aceea la nucleele cu N impar. Excedentul de neutroni $N - Z$, din nucleele grele, determină ca neutronul neîmperecheat să se găsească pe un nivel energetic superior față de cel corespunzător unui proton neîmperecheat. Din această cauză, există o diferență mică între energia de împerechere pentru proton și pentru neutron). Efectul împerecherii nucleonilor asupra energiei de legătură este reprezentat prin termenul $\delta(A, Z) = a_p A^{-3/4}$:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +a_p \cdot A^{-3/4} & \text{pentru nucleele par-pare} \\ 0 & \text{pentru nucleele par-impare sau impar-pare} \\ -a_p \cdot A^{-3/4} & \text{pentru nucleele impar-impare} \end{cases} \qquad (X, 1—29)$$

unde valoarea pozitivă pentru nucleele par-pare indică o creștere a energiei de legătură și valoarea negativă pentru nucleele impar-impare indică o

scădere a energiei de legătură. Mărimea $\delta(A, Z)$ depinde de tăria interacțiunii de împerechere și este determinată de frecvența ciocnirilor nucleonice, care este invers proporțională cu volumul nuclear, ceea ce implică proporționalitatea $\delta \propto \frac{1}{A}$. Valoarea empirică stabilită de Fermi este: $a_p \simeq 33{,}5$ MeV, astfel că energia de împerechere B_p are forma:

$$B_p = \pm 33{,}5 \cdot A^{-3/4} \qquad (X, 1-30)$$

Energia de împerechere are o contribuție mică, de ordinul a cîtorva MeV, așa cum rezultă dintr-un calcul simplu: să considerăm trei nuclee cu Z par, avînd masele $A-1$, A și $A+1$ (care în ordine crescătoare sînt pară, impară, pară). Energia de împerechere se poate calcula în funcție de energiile de legătură ale celor trei nuclee:

$$\delta(A, Z) = \frac{B(A+1, Z) + B(A-1, Z)}{2} - B(A, Z) \qquad (X, 1-31)$$

Introducînd corelația energiei de legătură cu energia de separare a unui neutron, S_n:

$$B(A, Z) = B(A+1, Z) - S_n(A+1, Z)$$

$$B(A-1, Z) = B(A, Z) - S_n(A, Z) = B(A+1, Z) -$$

$$-S_n(A+1, Z) - S_n(A, Z)$$

se poate calcula energia de împerechere în funcție de energiile de separare a unui neutron:

$$\delta(A, Z) = \frac{S_n(A+1, Z) - S_n(A, Z)}{2} \qquad (X, 1-32)$$

O formulă similară se poate obține și pentru nucleele cu Z impar. De exemplu, pentru izotopii cadmiului ^{114}Cd și ^{113}Cd, energiile de separare a neutronului sînt: $S_n(^{114}\text{Cd}) = 9{,}048$ MeV și $S_n(^{113}\text{Cd}) = 6{,}538$ MeV, care după formula (X, 1—32), conduc la o energie de împerechere $\delta = \frac{9{,}048 - 6{,}538}{2} = 1{,}255$ MeV.

Pentru a obține o imagine a contribuției fiecărui termen din ecuația (X, 1—1) la energia de legătură, în tabolul X—2 se prezintă valorile acestora pentru trei nuclee (ușor, mediu și greu): $^{40}_{20}$Ca, $^{120}_{50}$Sn și $^{238}_{92}$U.

După cum se poate observa, primii trei termeni au o contribuție apreciabilă la energia totală de legătură și prin semnele lor determină valorile reale, care sînt în bună concordanță cu mărimile determinate experimental. Ultimii doi termeni, care exprimă efecte fine ale structurii nucleare,

au o contribuție mult mai mică. Este de remarcat, de asemenea, valoarea constantă de ~ 8 MeV obținută pentru energia medie de legătură nucleară, $\tilde{B}$.

O imagine mai cuprinzătoare este oferită de figura X—2, care redă contribuția termenilor corectivi pentru întreg domeniul de mase atomice A

TABLOUL X—2

Energia de legătură pentru cîteva nuclee

	$^{40}_{20}Ca$	$^{120}_{50}Sn$	$^{238}_{92}U$
Energia de volum, B_v	+630	+1890	+3748
Energia de suprafață, B_S	−208	− 433	− 684
Energia coulombiană, B_C	− 83	− 360	− 970
Eenrgia de simetrie, B_a	0	− 79	− 290
Energia de imperechere, B_p	+ 3	+ 1	+ 0,5
Energia totala de legătură, $B\ (A,\ Z)$	342	1019	1805
Energia medie de legătură nucleară, $\tilde{B}(A,\ Z)$	8,52	8,50	7,58

a determinarea valorii constante $\tilde{B}$. Principalii termeni corectivi (energia de suprafață și energia coulombiană) reduc valoarea de 14 MeV pentru energia medie de legătură, obținută numai din considerarea energiei de

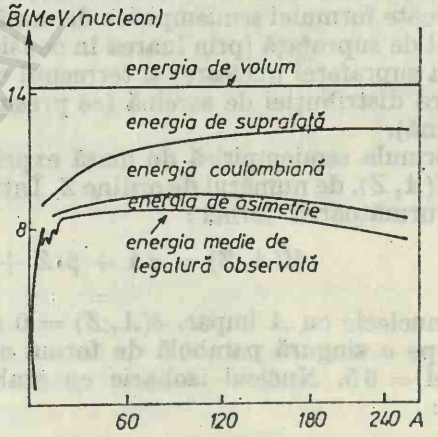


Fig. X—2. — Contribuția termenilor corectivi la stabilirea valorii observate pentru $\tilde{B}$.

volum, la ~ 8 MeV, furnizată de datele experimentale. Interpretarea formei curbei de variație a energiei medii de legătură nucleară $\tilde{B}$ cu masa atomică A, devine acum evidentă. Creșterea inițială a lui $\tilde{B}$ cu A este atribuită în principal descreșterii contribuției energiei de suprafață cu creșterea lui A. La valori mai mari ale lui A, contribuția termenului coulombian devine predominantă și determină maximul lui $\tilde{B}$ la $A \simeq 60$, pentru ca apoi să scadă cu creșterea masei atomice.

Cunoscînd expresia energiei de legătură (X, 1—1) se poate calcula masa unui nucleu cu numărul de masă A şi numărul de ordine Z, $M(A, Z)$:

$$M(A, Z) = m_p Z + m_n N +$$

$$+ \frac{1}{c^2}\left[a_v A - a_S A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm a_p A^{-3/4}\right] \quad (X, 1-33)$$

Ecuaţia (X, 1—33) este cunoscută sub denumirea de *formula semiempirică de masă* a lui Weizsäcker. Exprimînd coeficienţii a_v, a_S, a_c, a_a şi a_p în unităţi atomice de masă, ecuaţia (X, 1—33) are următoarea formă numerică, în funcţie de A şi Z:

$$M(A, Z) = 0{,}99175A - 0{,}000840\,Z + 0{,}019114\,A^{2/3} +$$

$$+ 0{,}0007626\,Z^2 A^{-1/3} + \frac{0{,}021}{A}(A - 2Z)^2 \pm 0{,}036\,A^{-3/4} \quad (X, 1-34)$$

Valorile maselor nucleare calculate după această ecuaţie concordă foarte bine cu cele determinate experimental prin metoda spectrometriei de masă, mai ales pentru nucleele grele. Neconcordanţele observate se datoresc neconsiderării unor detalii de structură nucleară, cum sînt de exemplu deformarea nucleelor sferice şi existenţa straturilor nucleonice. Includerea acestor efecte schimbă valorile coeficienţilor din ecuaţia (X, 1—34). Corecţiile aplicate formulei semiempirice de masă modifică termenul de simetrie, termenul de suprafaţă (prin luarea în considerare a unei compoziţii determinate a suprafeţei nucleare) şi termenul coulombian care este dependent de natura distribuţiei de sarcină (se presupune o distribuţie trapezoidală de sarcină).

Formula semiempirică de masă exprimă o dependenţă parabolică a masei $M(A, Z)$, de numărul de ordine Z. Într-adevăr, din ecuaţia (X, 1—34) rezultă următoarea formă:

$$M(A, Z) = \alpha A + \beta Z + \gamma Z^2 \pm \delta(A, Z) \quad (X, 1-35)$$

Pentru nucleele cu A impar, $\delta(A, Z) = 0$ şi masele nucleelor izobare sînt dispuse pe o singură parabolă de forma celei indicate în figura III—25, pentru $A = 65$. Nucleul izobaric cu stabilitate maximă se obţine din condiţia:

$$\left[\frac{\delta M(A, Z)}{\delta Z}\right]_A = 0 \quad (X, 1-36)$$

care, aplicată relaţiei (X, 1—34), conduce la:

$$\left[\frac{\partial M(A, Z)}{\partial Z}\right]_A = -0{,}00084 + 2 \times 0{,}0007626\,Z\,A^{-1/3} - 0{,}021\frac{A - 2Z}{A} \quad (X, 1-37)$$

din care se calculează Z pentru izobarul stabil:

$$Z = \frac{A}{2 + 0{,}014989 \cdot A^{2/3}} \qquad (X, 1-38)$$

Relația (X, 1—38) descrie linia de stabilitate nucleară, prezentată în figura III—24.

Nucleele izobare cu număr de masă A par, se situează pe două parabole, după cum termenul de imperechere $\delta(A, Z)$ este pozitiv sau negativ, separate printr-o distanță egală cu $2\delta(A, Z)$, așa cum se poate vedea din figura III—26, pentru $A = 64$.

Modelul picăturii de lichid permite evaluarea probabilității tranzițiilor radiative, care explică metastabilitatea unor stări nucleare excitate, dar nu dă valori corecte ale vieților mijlocii. O consecință care decurge din acest model este absența momentului electric nuclear de dipol, ceea ce concordă cu valorile experimentale mari ale vieților mijocii ale stărilor nucleare metastabile.

Un succes remarcabil al modelului picăturii îl constituie explicarea procesului de fisiune nucleară [1].

[1] N. Bohr, J. Wheeler, *Phys. Rev.*, 56, 426 (1939).

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XI

MODELUL STRATURILOR NUCLEARE

Existența nivelelor energetice în nucleu, demonstrată prin studiul structurii fine a radiațiilor emise în procesele de dezintegrare radioactivă și observarea unor discontinuități pronunțate ale multor proprietăți nucleare care se manifestă în vecinătatea unor nuclee cu numere de nucleoni bine determinate, au condus încă din perioada 1932—1934, la elaborarea unui model care consideră mișcarea individuală a nucleonilor în nucleu [1-3] pe orbite bine determinate, la fel cum se mișcă electronii în atom, în cîmpul central al nucleului. Imposibilitatea de a calcula energia de legătură la nucleele ușoare sau de a explica procesul de fisiune nucleară și mai ales succesul considerabil înregistrat în acea vreme de modelul picăturii al lui Bohr, au determinat considerarea insuficientă a noului model de reprezentare a structurii nucleare.

Cercetarea extinsă și sistematică a proprietăților statistice și dinamice ale nucleelor atomice, efectuată într-o perioadă de aproape 10 ani, a scos în evidență existența unor regularități ale acestora, determinată de prezența unui număr specific de neutroni sau protoni, numit număr magic. Nucleele care conțin un număr magic de neutroni sau protoni: 2, 8, 20, 50, 82, 126 și 184 (sau un număr magic de neutroni și protoni, care formează nucleele dublu magice) manifestă multe proprietăți deosebite, dintre care să menționăm pentru început stabilitatea nucleară mare. Această manifestare la nivel subatomic este analoagă — în anumite limite — cu aceea bine cunoscută pentru sistemele atomice, la care straturile electronice ocupate cu 2, 10, 18, 36, 54 și 86 electroni, conferă stabilitate maximă atomilor (gazele inerte). La nivel nuclear se poate contura deci un sistem periodic al nucleelor, care este în legătură cu existența straturilor nucleonice.

1. DOVEZI EXPERIMENTALE DESPRE EXISTENȚA STRATURILOR NUCLEONICE

Numeroase observații experimentale acumulate pînă în anul 1950, au scos în evidență discontinuități marcante ale unor proprietăți nucleare, în regiunea nucleelor care conțin un număr magic de nucleoni, dintre care se menționează cîteva:

— Abateri ale energiei de legătură totală, calculată după ecuația lui Weizsäcker, pentru nucleele magice grele cu $N = 82$ și 126, față de valorile determinate experimental. Discontinuitățile observate în variația energiei de separare a ultimului nucleon cu numărul de neutroni sau protoni sînt de asemenea concludente. După cum s-a arătat în figura III—23,

---

[1] J. Bartlett, *Phys. Rev.*, **41**, 370 (1932); **42**, 145 (1932).
[2] W. Elsasser, *J. Phys. et le Radium*, **4**, 549 (1933); **5**, 389 (1934); **5**, 635 (1934).
[3] K. Guggenheimer, *J. Phys. et le Radium*, **5**, 253 (1934); **5**, 475 (1934).

energia de separare a neutronului S_n, din nucleul $^{136}_{54}Xe_{82}$, cu numărul magic $N = 82$, este mai mare decît S_n din nucleul $^{137}_{54}Xe_{83}$ cu $82 + 1$ neutroni.

— Elementele cu număr magic Z sau N au mai mulți izotopi sau izotoni stabili decît elementele vecine. Așa de exemplu, după cum se poate vedea din figura XI — 1*a*, dacă numărul de neutroni este magic, există mai mulți izotoni decît la nucleele cu numere de neutroni apropiate (pen-

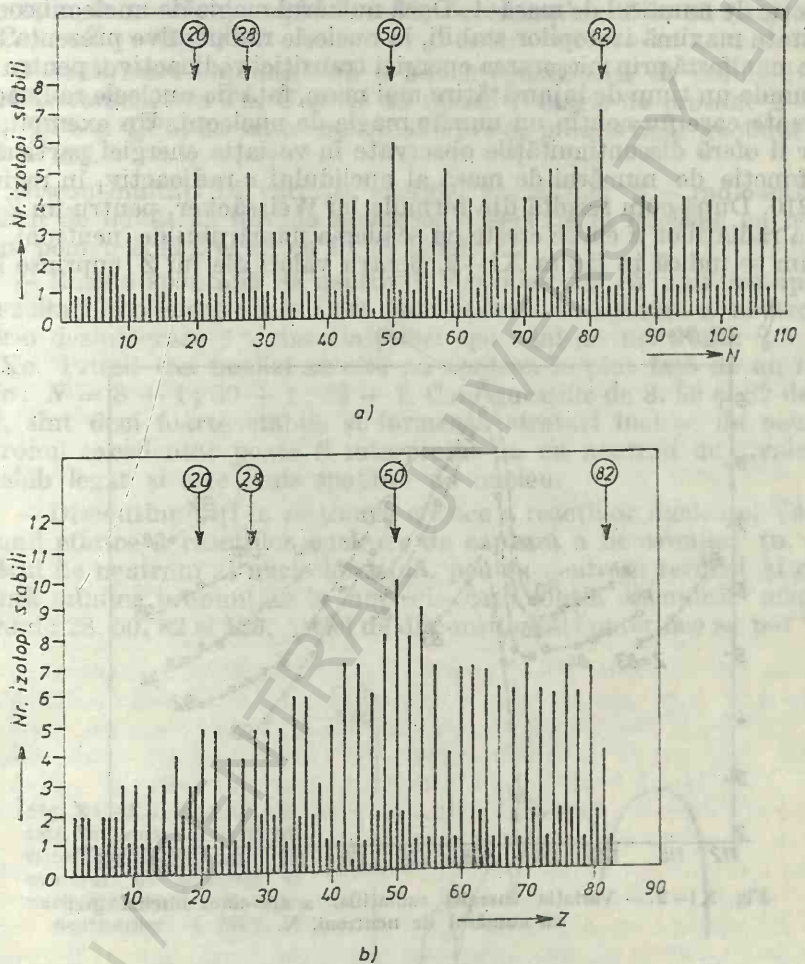


Fig. XI—1. — Variația numărului de izotoni stabili (*a*) cu N și a numărului de izotopi stabili (*b*) cu Z.

tru $N = 20$ există cinci izotoni stabili, în timp ce pentru $N = 19$ nu există nici unul, iar pentru $N = 21$, un singur izoton stabil). Din figura XI—1*b*, se poate observa că elementul $_{20}Ca$ are șase izotopi stabili, pe cînd elementul vecin $_{19}K$ are trei izotopi, iar $_{21}Sc$ are numai un izotop stabil. Cel mai semnificativ este staniul, $_{50}Sn$ care are zece izotopi stabili, în timp ce elementele învecinate, $_{49}In$ și $_{51}Sb$, au numai doi izotopi stabili.

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITARĂ

— Discontinuităţi în distribuţia nucleelor stabile. Analiza compoziţiei scoarţei pămîntului, a atmosferei solare şi a planetelor a arătat că nucleele cele mai răspîndite sînt acelea care conţin un număr magic de neutroni sau protoni : $^{4}_{2}He_{2}$, $^{16}_{8}O_{8}$, $^{40}_{20}Ca_{20}$, $^{60}_{28}Ni_{32}$, $^{88}_{38}Sr_{50}$, $^{90}_{40}Zr_{50}$, $^{120}_{50}Sn_{70}$, $^{138}_{56}Ba_{82}$, $^{140}_{58}Ce_{82}$, $^{208}_{82}Pb_{126}$.

— Discontinuităţi în variaţia energiei tranziţiei radioactive α sau β în funcţie de numărul de masă A. Dacă numărul magic de nucleoni conferă stabilitate maximă izotopilor stabili, la nucleele radioactive prezenţa acestora se manifestă prin micşorarea energiei tranziţiei radioactive, pentru care corespunde un timp de înjumătăţire mai mare, faţă de nucleele radioactive învecinate care nu conţin un număr magic de nucleoni. Un exemplu edificator îl oferă discontinuităţile observate în variaţia energiei particulelor α, în funcţie de numărul de masă al nuclidului α-radioactiv, în regiunea $A \sim 210$. După cum rezultă din formula lui Weizsäcker, pentru un Z dat, energia radiaţiilor α emise creşte cu scăderea numărului de neutroni, N[1], aşa cum se indică în figura XI—2, pentru valori ale lui Z cuprinse între

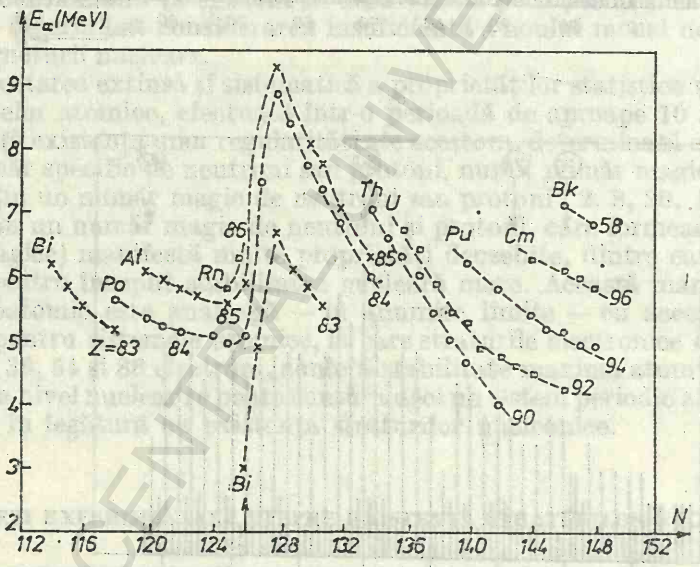


Fig. XI—2. — Variaţia energiei radiaţiilor α ale unor nuclizi grei cu numărul de neutroni, N.

83 şi 96. Regularitatea prevăzută de relaţia lui Weizsäcker se verifică pentru $A < 209$ şi $A > 213$, iar în domeniul $209 < A < 213$ are loc o discontinuitate pronunţată, determinată de numerele magice $N = 126$ şi $Z = 82$. Se observă, de exemplu, că nuclizii : $^{213}_{85}At$, $^{212}_{84}Po$ şi $^{211}_{83}Bi$ cu $N = 128$, care conţin doi neutroni în plus faţă de numărul magic $N = 126$, emit radiaţii α cu energie maximă, cuprinsă între 6 şi 10 MeV. Nuclizii $^{211}_{85}At$, $^{210}_{84}Po$ şi $^{209}_{83}Bi$, care conţin un număr magic de neutroni, $N = 126$, emit radiaţii α

[1] I. Perlman, A. Ghiorso, G. Seaborg, *Phys. Rev.*, **77**, 26 (1950).

de energie mică, de exemplu: $E_\alpha(^{210}_{84}\text{Po}) = 5{,}3$ MeV față de $E_\alpha(^{212}_{84}\text{Po}) \simeq 10$ MeV și $E_\alpha(^{211}_{85}\text{At}) = 5{,}9$ MeV față de $E_\alpha(^{213}_{85}\text{At}) = 10$MeV; nuclidul $^{209}_{83}\text{Bi}$ se poate considera stabil deși emite radiații α de energie ~ 3 MeV, cu un timp de înjumătățire $T_{1/2} \geqslant 10^{17}$ a. Rezultate analoage se obțin și pentru nuclizii cu numărul magic $Z = 82$. Într-adevăr, se constată că energia radiațiilor α se micșorează pe măsură ce numărul de protoni Z se apropie de numărul magic $Z = 82$, de exemplu: $Z = 85$ (At) $\rightarrow Z = 84$ (Po) $\rightarrow Z = 83$(Bi).

O confirmare suplimentară o aduce constatarea că produșii finali ai seriilor radioactive Th, U și Ac au numărul magic de protoni $Z = 82$: $^{208}_{82}\text{Pb}$, $^{206}_{82}\text{Pb}$ și $^{207}_{82}\text{Pb}$, iar seria neptuniului are ca produs final nuclidul $^{209}_{83}\text{Bi}$, cu $N = 126$.

Discontinuități în variația energiei tranzițiilor β — radioactive cu numărul de masă, au fost de asemenea observate la nucleele cu numere magice pentru N și Z egale cu 20, 50 și 82.

— Emisia spontană de neutroni. S-a observat că unii izotopi care sînt excitați la o energie mai mare decît energia de legătură a neutronului printr-o dezintegrare β^-, sînt emițători spontani de neutroni: $^{17}_{8}\text{O}$, ^{87}Kr și ^{137}Xe. Primii trei nuclizi au cîte un neutron în plus față de un număr magic: $N = 8 + 1$; $50 + 1$; $82 + 1$. Configurațiile de 8, 50 și 82 de neutroni, sînt deci foarte stabile și formează straturi închise de neutroni. Neutronul excedentar poate fi interpretat ca un neutron de „valență", mai slab legat și este emis spontan de nucleu.

— Discontinuități în secțiunea eficace a reacțiilor nucleare. Variația secțiunii eficace a reacțiilor nucleare de captură a neutronilor (n, γ) cu numărul de neutroni al nucleelor țintă, pentru neutroni termici și rapizi, prezintă minime pronunțate la nucleele care conțin un număr magic de neutroni: 28, 50, 82 și 126. Astfel de discontinuități puternice se pot vedea

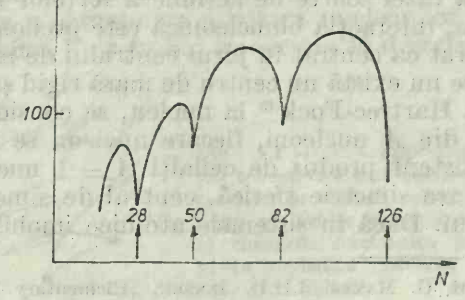


Fig. XI—3. — Discontinuități în variația secțiunii eficace a reacțiilor (n, γ) cu numărul de neutroni al nucleelor țintă. Energia neutronilor: 1 MeV.

clar în în figura XI—3, pentru reacțiile (n, γ) ale neutronilor rapizi cu energia de 1 MeV. În schimb, pentru nucleele care au un neutron mai puțin decît numărul magic, secțiunea eficace de captură are o valoare foarte mare, ca de exemplu: $^{50}\text{V}(N = 28-1)$, ^{135}Xe $(N = 82-1)$. Această comportare este similară cu afinitatea halogenilor pentru electroni și cu

slaba reactivitate chimică a gazelor inerte, ceea ce sugerează existența în nucleu a unor straturi care se închid pentru un anumit număr de nucleoni.

— Discontinuități în variația momentului electric nuclear de cuadrupol cu numărul de nucleoni (N sau Z). După cum s-a arătat în figura IV—9, momentul electric de cuadrupol este nul pentru nucleele cu număr magic de neutroni sau de protoni, ca urmare a formei sferice a acestora, constituind astfel o nouă dovadă a existenței straturilor nucleonice închise.

2. FORMULAREA MODELULUI STRATURILOR NUCLEARE

Ideea fundamentală a modelului straturilor nucleare[1-5] constă în a admite că nucleonii se mișcă în nucleu pe „orbite" bine determinate, un timp îndelungat, fără a interacționa cu nucleonii învecinați. În stare fundamentală, nivelele de energie inferioară sînt completate astfel încît sînt posibile numai acele interacții între nucleoni care duc la trecerea pe un nivel neocupat, în conformitate cu principiul lui Pauli. Stările excitate ale nucleului sînt realizate, la fel ca în sistemele atomice, prin trecerea nucleonilor de pe un nivel energetic inferior, pe un nivel energetic superior dintr-un alt strat nucleonic.

Postularea existenței straturilor nucleonice, demonstrată convingător de numeroasele constatări experimentale prezentate mai sus și susținută de reprezentările teoretice asupra structurii nucleare, nu poate rezulta din aplicarea directă a teoriei structurii atomului la nucleul atomic, datorită deosebirilor esențiale dintre acestea: natura forțelor de interacție și structura sistemelor. În atom, electronii se mișcă în cîmpul coulombian central, de simetrie sferică, produs de nucleu, care formează centrul de masă, fix, al sistemului. Nucleul este considerat ca un centru de forțe în repaus, în jurul căruia este centrat cîmpul selfconsistent atomic. Potențialul din care derivă acesta depinde de distanța pînă la nucleu. În nucleu, datorită razei scurte de acțiune a forțelor nucleare și tăriei interacțiunii acestora, interacția binucleonică este predominantă și cîmpul nuclear este considerat ca centrat în jurul centrului de masă al sistemului de nucleoni, deoarece nu există un centru de masă rigid și masiv. Pentru a putea aplica metoda Hartree-Fock[6] la nucleu, se consideră că într-un sistem nuclear format din A nucleoni, fiecare nucleon se mișcă independent în cîmpul selfconsistent produs de ceilalți $A-1$ nucleoni. Cîmpul nuclear selfconsistent are simetrie sferică, centrul de simetrie fiind centrul de masă al nucleului. Dacă în sistemele atomice imobilitatea centrului de masă este

---

[1] M. G. Mayer, J.H.D. Jensen, „Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", J. Wiley and Sons, 1955.

[2] E. Feenberg, „Shell Theory of the Nucleus", Princeton Univ. Press, 1955.

[3] J. Elliott, A. Lane, „The Nuclear Shell Model", „Encyclopedia of Physics", vol. 34, Springer Verlag, 1957.

[4] A. de Shalit, I. Talmi, „Nuclear Shell Theory", Academic Press, 1963.

[5] M. G. Mayer, J.H.D. Jensen, D. Kurath, „The Shell Model", în „α, β, γ Ray Spectroscopy", Ed. Kai Siegbahn. vol. 1, 1965, p. 557.

[6] Vol. I, 1, p. 525.

asigurată de coincidența lui cu poziția nucleului greu, fix, această condiție nu este îndeplinită în sistemele nucleare. În metoda cîmpului selfconsistent funcția de undă a sistemului nuclear se construiește ca produsul funcțiilor de undă ale nucleonilor individuali. O astfel de funcție de undă nu asigură imobilitatea centrului de masă : deși valoarea medie a vitezei centrului de masă, calculată cu ajutorul ei, este nulă, această funcție va duce însă la proababilități finite pentru valorile vitezei. Potențialul mediu se obține prin medierea potențialelor nucleare atractive dintre un nucleon și ceilalți nucleoni. Dacă nucleonii se consideră punctiformi, potențialul mediat prezintă discontinuități abrupte, de forma indicată în figura XI—4*a*. Admițînd însă că dimensiunea nucleonilor este finită și apropiată de mărimea nucleului, potențialul mediu comun are forma din figura XI—4*b*.

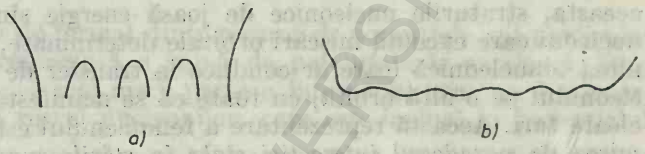


Fig. XI—4. — Forma potențialului nuclear mediu. *a*) nucleon punctiform ; *b*) nucleon de mărime finită.

Datorită proprietăților specifice ale structurilor nucleare, aplicarea riguroasă a metodei Hartree-Fock la nucleu întîmpină încă dificultăți foarte mari. Din această cauză, diferitele variante ale modelului straturilor nucleare nu urmează procedeul de calcul utilizat în studiul atomului, ci metode bazate pe ipoteze simplificatoare, insuficient justificate, care ușurează efectuarea calculelor și permit interpretarea unitară a multor proprietăți ale nucleului.

Pentru a putea justifica existența straturilor nucleonice în nucleul atomic, sînt necesare două condiții importante :

— sistemul de nucleoni să se supună statisticii Fermi-Dirac,

— mișcarea fiecărui nucleon în parte, să fie caracterizată prin numărul cuantic orbital *l*.

După cum s-a arătat, prima condiție este satisfăcută. Îndeplinirea celei de-a doua condiții necesită o analiză amănunțită a mișcării nucleonilor în nucleul atomic. Pentru a caracteriza mișcarea nucleonilor individuali prin numărul cuantic orbital *l*, ar trebui ca aceștia să descrie cîteva

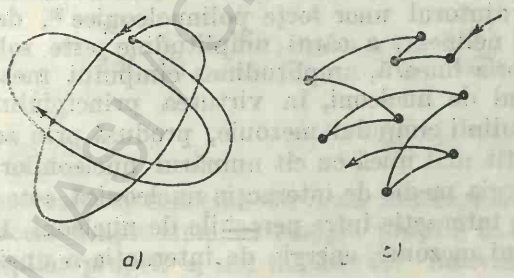


Fig. XI — 5. — Reprezentarea schematică a mișcării nucleonilor în nucleu. *a*) deplasarea pe orbite determinate ; *b*) ciocnirile nucleonice frecvente împiedică mișcarea orbitală.

rotații pe o orbită de energie și moment unghiular bine determinate, fără a fi împrăștiați prin ciocnire cu alți nucleoni, deci este necesar ca parcursul liber mijlociu al nucleonilor să fie mai mare decît dimensiunea nucleului. Această reprezentare — indicată sugestiv în figura XI—5*a* —

este în contradicție cu modelul picăturii de lichid, care admite că un nucleon interacționează numai cu nucleonii învecinați (prin care se explică caracterul de saturare al forțelor nucleare). Datorită interacției binucleonice tari, frecvența mare a ciocnirilor nucleonice schimbă continuu starea de mișcare a acestora, prin transfer de impuls și energie. Ca urmare, nucleonii nu se mai pot deplasa pe orbite bine determinate, așa cum se indică schematic în figura XI—5*b*. În această reprezentare, considerînd valoarea secțiunii eficace neutron-proton la o energie cinetică de ~20 MeV, rezultă că drumul liber mijlociu al nucleonilor este aproximativ o treime din raza nucleară. Rezolvarea acestei contradicții a fost soluționată de Weisskopf [1], care a presupus că posibilitatea mișcării individuale a nucleonilor în nucleu este o consecință a principiului de excluziune al lui Pauli. Se admite că în starea fundamentală a nucleului sau într-o stare foarte apropiată de aceasta, straturile nucleonice de joasă energie sînt complet ocupate cu nucleoni care execută mișcări orbitale determinate, fără a fi posibilă ciocnirea binucleonică (care ar conduce la transfer de impuls și trecerea nucleonului pe o altă orbită) cu toate că se manifestă acțiunea forțelor nucleare tari. Această reprezentare a fenomenului este cunoscută sub denumirea de *paradoxul interacției slabe în stările cuantice nucleonice de joasă energie*. Interpretarea este similară cu aceea acceptată în teoria metalelor, în care electronii se mișcă aproape liber, cu toate că acționează repulsia coulombiană puternică dintre ei iar pe de altă parte analogia dintre mișcarea electronilor în metal și a nucleonilor în nucleu nu este convingătoare. Interpretarea unor noi date experimentale consolidează ideea existenței straturilor nucleonice. Așa de exemplu, Weisskopf [2] demonstrează că fenomenul de rezonanță constatat în variația secțiunii eficace a reacțiilor nucleare cu energia nucleonilor, este determinat de existența stărilor individuale ale nucleonilor în nucleu. De asemenea, influența nucleonilor învecinați asupra interacției unei perechi de nucleoni manifestată prin slăbirea acesteia, constituie o dovadă a mișcării individuale nucleonice. (Așa cum s-a arătat, interacția binucleonică poate fi diferită dacă perechea de nucleoni este liberă sau se află într-un nucleu). Trebuie ținut seama de interacția unui nucleon cu restul nucleului deformat, iar interacțiile dintre nucleonii din afara unui strat nucleonic vor fi considerate ca efecte perturbatoare. Mișcarea individuală a nucleonilor este susținută și de teoria mezonică a forțelor nucleare, care consideră efectul de slăbire a interacției binucleonice cu ajutorul unor forțe polinucleonice [3], determinate de un cîmp mezonic nelinear, a cărui amplitudine este soluția unei ecuații nelineare. (În teoria liniară, amplitudinea cîmpului mezonic este proporțională cu numărul de nucleoni, în virtutea principiului de suprapunere. Variația amplitudinii cîmpului mezonic, produsă prin adăugarea unui nucleon, este cu atît mai mică cu cît numărul nucleonilor din nucleu este mai mare, iar energia medie de interacție nucleonică este mai mică decît suma energiilor de interacție între perechile de nucleoni. Deci, datorită nelinearității cîmpului mezonic, energia de interacție a unei pe-

---

[1] V. Weisskopf, *Science*, **113**, 101 (1951).
[2] V. Weisskopf, *Physica*, **18**, 1083 (1952).
[3] L. Schiff, *Phys. Rev.*, **84**, 1 (1951); **84**, 10 (1951).

rechi de nucleoni (legați într-un nucleu greu) este mai mică decît energia de interacție a unei perechi izolate).

Aplicarea metodei Hartree-Fock la un nucleu — simulînd structura atomică în anumite condiții — indică procedeul prin care stările de A nucleoni în interacție se pot considera ca stări de A nucleoni independenți care se mișcă într-un potențial mediu comun. Interacția totală nucleon-nucleon, $\sum_{i<j}^{A} V_{ij}$, este compusă din doi termeni:

$$\sum_{i<j}^{A} V_{ij} = \sum_{i=1}^{A} V_i + \sum_{i<j}^{A} v_{ij} \qquad \text{(XI, 2–1)}$$

în care primul termen este format dintr-o sumă de potențiale uni-particulă, iar al doilea termen reprezintă o sumă de potențiale bi-particulă. Prin ipoteză, se admite că cea mai mare parte a interacției provine din interacția unui nucleon cu restul nucleonilor, care este inclusă în potențialul uniparticulă. Potențialul $\sum_{i<j}^{A} v_{ij}$ este considerat ca o corecție la potențialul uniparticulă și se numește potențial de interacție reziduală. Tratarea mișcării nucleonilor ca mișcare independentă într-un potențial dat, perturbată de interacția reziduală binucleonică, permite aplicarea ansamblului de metode curente din teoria spectrelor atomice la teoria spectrelor nucleare, cu luarea în considerație a deosebirilor care apar în expresia potențialului mediu comun și a interacției reziduale.

Nivelele de energie ale nucleonilor în nucleu sînt asemănătoare nivelelor de energie ale electronilor în atom, iar starea fiecărui nucleon este descrisă de o funcție de undă nucleară și de numerele cuantice n și l. Pentru determinarea structurii nivelelor de energie ale nucleonilor și explicarea stabilității nucleelor cu numere magice de nucleoni, este necesară rezolvarea problemei cuantice a mișcării unui nucleon în cîmpul nuclear mediu. Cu ajutorul ecuației lui Schrödinger pentru sistemul nuclear format din A nucleoni:

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\cdot\sum_{i=1}^{A}\nabla_i^2\Psi(r_1, r_2, \ldots, r_A) + \sum_{i<j}^{A} V_{ij}\cdot\Psi(r_1, r_2, \ldots, r_A) =$$

$$= E\cdot\Psi(r_1, r_2, \ldots, r_A) \qquad \text{(XI, 2–2)}$$

se pot calcula funcțiile de undă nucleare și valorile proprii ale energiei. În această aproximație, energia proprie a sistemului este dată de suma energiilor proprii ε_i ale nucleonilor individuali:

$$E = \sum_{i=1}^{A} \varepsilon_i \qquad \text{(XI, 2–3)}$$

iar funcția de undă a sistemului reprezintă produsul funcțiilor de undă ale nucleonilor individuali:

$$\Psi(r_1,\ r_2 \ldots r_A) = \prod_{i=1}^{A} \Psi_i(r_i) \qquad \text{(XI, 2—4)}$$

Deoarece nucleul este constituit din două grupuri identice (neutroni și protoni) de fermioni, conform principiului lui Pauli, funcția de undă nucleară trebuie să fie antisimetrică:

$$\Psi(r_1, r_2 \ldots r_A) = \left[\prod_{i=1}^{N} (\text{antisim.})\ \Psi_i(r_i)\right] \cdot \left[\prod_{i=1}^{Z} (\text{antisim.})\ \Psi_i(r_i)\right] \qquad \text{(XI, 2—5)}$$

Determinarea funcțiilor de undă este condiționată de cunoașterea potențialului de interacție V_{ij} și de posibilitatea de rezolvare a ecuației (XI, 2—2). Succesiunea nivelelor de energie și distanța dintre acestea sînt determinate de forma potențialului nuclear, ales în mod corespunzător, pentru a asigura o bună concordanță cu datele experimentale de spectroscopie nucleară.

Datorită proprietăților specifice ale forțelor nucleare, potențialul nuclear trebuie să îndeplinească două condiții:

1) Să fie constant în centrul nucleului:

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\right)_{r=0} = 0 \qquad \text{(XI, 2—6)}$$

Se consideră că nucleele sînt sferice și forța medie exercitată asupra unui nucleon în centrul nucleului este nulă. Deoarece densitatea materiei nucleare este aproximativ constantă în întregul volum nuclear, potențialul nuclear este constant în interiorul nucleului.

2) Să se anuleze abrupt la suprafața nucleului, cînd distanța r față de centrul nucleului se apropie de mărimea razei nucleare R:

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\right) \gg \left|\frac{V}{r}\right| \quad \text{pentru } r \to R \qquad \text{(XI, 2—7)}$$

Dependența de moment a potențialului uniparticulă se exprimă prin masa efectivă M^*, a nucleonului. Dacă forța nucleon-nucleon devine mai atractivă cu creșterea vitezei relative a celor doi nucleoni, potențialul nuclear mediu care acționează asupra unui nucleon, devine mai atractiv spre centrul nucleului, deoarece viteza nucleonului se mărește în nucleu. Pentru a exprima dependența de moment p, a potențialului mediu V_0, acesta fiind un scalar, se poate dezvolta în serie de puteri ale lui p, după relația:

$$V_0 = V_{00} + \alpha \cdot p^2 + \beta \cdot p^4 + \ldots \qquad \text{(XI, 2—8)}$$

Luînd numai primii doi termeni din dezvoltare, expresia energiei totale E,

a sistemului nuclear:

$$\frac{p^2}{2M} - V_0 = E \qquad \text{(XI, 2—9)}$$

ia forma:

$$\frac{p^2}{2M} - V_{00} - \alpha \cdot p^2 = E \qquad \text{(XI, 2—10)}$$

care devine:

$$\frac{p^2}{2M^*} - V_{00} = E \qquad \text{(XI, 2—11)}$$

și definește masa efectivă M^* a nucleonului, prin relația:

$$\frac{1}{2M^*} = \frac{1}{2M} - \alpha \qquad \text{(XI, 2—12)}$$

Calculele Hartree-Fock au arătat că pentru nucleonii puternic legați în groapa de potențial nuclear, $M^* \simeq 0{,}5$ M. Din relațiile (XI, 2—8) și (XI, 2—12) se obține pentru potențialul nuclear independent de moment, $V_{00} \simeq 106$ MeV dacă se ia $V_0 = 57$ MeV.

Condițiile (XI, 2—6) și (XI, 2—7) sînt îndeplinite de potențialul de oscilator armonic tridimensional izotrop și potențialul rectangular, care au următoarea formă:

— potențialul de oscilator armonic tridimensional izotrop care s-a aplicat la tratarea nucleelor ușoare:

$$V(r) = -V_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] = -V_0 + \frac{1}{2} m\omega_0^2 \cdot r^2 \quad \text{pentru } r < R$$

$$V(r) = 0 \qquad \text{pentru } r > R \qquad \text{(XI, 2—13)}$$

unde ω_0, frecvența unghiulară a oscilatorului de masă m, este dat de relația:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2V_0}{mR^2}} \qquad \text{(XI, 2—14)}$$

— potențialul rectangular care s-a utilizat pentru descrierea nucleelor grele:

$$V(r) = 0 \qquad r < R$$

$$V(r) = \infty \qquad r > R \qquad \text{(XI, 2—15)}$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Heisenberg[1] a determinat structura straturilor nucleare în varianta oscilatorului armonic, calculînd nivelele de energie și stările corespunzătoare pentru mișcarea unui nucleon în cîmpul oscilatorului tridimensional izotrop. Introducînd expresia potențialului (XI, 2—13) în ecuația lui Schrödinger (XI, 2—2), cu neglijarea interacției reziduale, folosind metoda separării variabilelor, se obține ecuația pentru partea radială a funcției de undă nucleară. Valorile proprii ale energiei, pentru care se obțin soluții fizice acceptabile, sînt de forma:

$$E_{n,l} = [2(n-1)+l]\hbar\cdot\omega_0 = n_0\hbar\cdot\omega_0 \qquad \text{(XI, 2—16)}$$

Spectrul energetic al oscilatorului armonic tridimensional izotrop este format din nivele echidistante și degenerate în raport cu l. Construirea stării fundamentale a unui nucleu format din A nucleoni se face așezînd toți nucleonii pe nivele uniparticulă ale oscilatorului armonic în ordinea crescătoare a energiilor. Pe nivelul fundamental E_0, numărul maxim de nucleoni este $A(E_0)$, pe nivelul $E_1(E_1 > E_0)$, numărul maxim posibil de nucleoni este $A(E_1)$ și așa mai departe, pînă la ocuparea celor A nucleoni. Secvența de nivele, numărul de nucleoni dintr-un strat și numărul total de nucleoni sînt prezentate în partea stîngă a figurii XI—6. Se observă

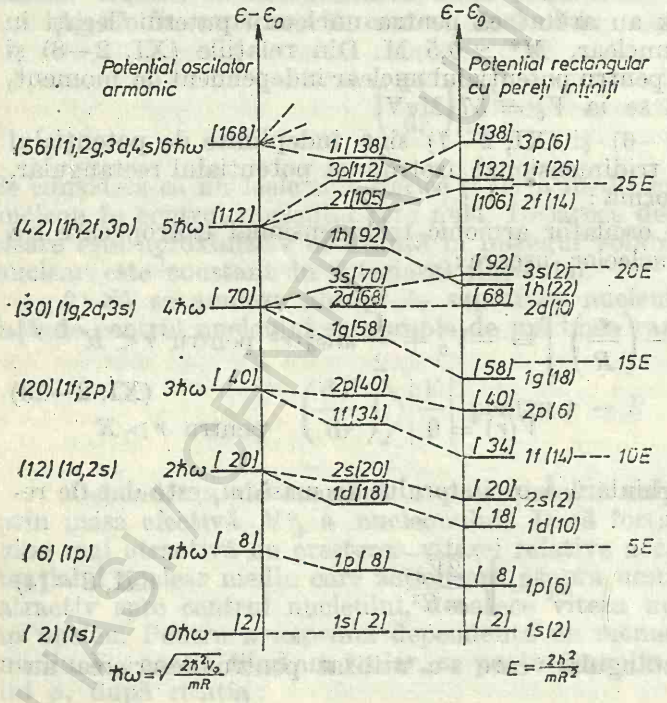


Fig. XI—6. — Reprezentarea schematică a secvenței nivelelor de energie în modelul straturilor nucleare cu potențial de oscilator armonic și potențial rectangular cu pereți infiniți.

că varianta oscilatorului armonic a modelului straturilor nucleare dă pentru numărul total de nucleoni, la ocuparea succesivă a straturilor nucleo-

[1] W. Heisenberg, *Z. für Physik*, 96, 473 (1935).

nice, următoarea serie de valori: 2, 8, 20, 40, 70, 112 şi 168. Dintre acestea, numai primele valori redau numerele magice, 2, 8, 20, corespunzătoare primelor trei straturi nucleonice, puse în evidenţă de datele experimentale. Folosind funcţiile de undă obţinute prin rezolvarea ecuaţiei lui Schrödinger cu potenţial de oscilator armonic, Heisenberg a calculat şi energia de legătură a unor nuclee uşoare ca ^{4}He, ^{16}O şi ^{40}Ca.

Elsasser [1] a utilizat în calcule un potenţial rectangular cu pereţi infiniţi, care idealizează forma potenţialului la nucleele grele. Succesiunea nivelelor este identică cu aceea din cazul precedent, cu deosebirea că distanţa dintre nivele este diferită şi nu se mai observă degenerescenţa în raport cu l; stările cu valori mai mari ale lui l sînt deplasate spre valori mai mici ale energiei. În partea dreaptă a figurii XI—6 se prezintă ordinea de succesiune a nivelelor şi numărul de nucleoni din fiecare strat. După cum se observă, valorile numerelor maxime de nucleoni sînt: 2, 8, 18, 20, 34, 40, 58, 68, 92, 106 şi 138, astfel că şi acest model redă numai primele trei valori ale numerelor magice. Utilizarea în calcule a unui potenţial rectangular cu pereţii finiţi [2], sau a altor variante ale potenţialului rectangular [3-5], care aduc unele modificări ale formei acestuia, introduc îmbunătăţiri minore în redarea numerelor magice. De exemplu, s-a putut explica apariţia numerelor magice 50 şi 82, dar nu s-au putut interpreta spinii nucleari, momentele magnetice şi dezintegrarea nucleară β. Aceasta dovedeşte că detaliile de formă ale potenţialului nuclear nu sînt hotărîtoare în determinarea structurii nucleare.

3. SCHEMA DE CUPLARE MAYER-JENSEN (CUPLAREA SPIN-ORBITĂ)

Succesiunea corectă a nivelelor de energie nucleară se obţine dacă pentru potenţialul nuclear se alege o formă intermediară între aceea a oscilatorului armonic tridimensional izotrop (caz limită pentru nucleele uşoare) şi a gropii rectangulare (caz limită pentru nucleele grele). Cu un astfel de potenţial se obţine o dispunere a nivelelor în straturi nucleonice, care nu redă însă seria empirică a numerelor magice.

Mayer [6] şi Jensen [7] au introdus ca ipoteză fundamentală cuplarea puternică spin-orbită între nucleoni (cuplajul nuclear (j—j)), care redă toate numerele magice şi explică apariţia unei structuri fine nucleare. După această ipoteză, toate nivelele de energie cărora le corespund numere cuantice l diferite de zero se descompun în două subnivele cu $j = l + s$ şi $j = l - s$, ca urmare a interacţiei puternice spin-orbită. Deci, energia nucleonului este diferită după cum spinul său este paralel sau antiparalel faţă de momentul cinetic al mişcării orbitale.

---

[1] W. Elsasser. *C.A. Acad. Sci., Paris*, **199**, 46 (1934); **199**, 1213 (1934).
[2] H. Margenau, *Phys. Rev.*, **46**, 613 (1934).
[3] L. Nordheim, *Phys. Rev.*, **75**, 1894 (1949).
[4] E. Feenberg, C. Hammack, *Phys. Rev.*, **75**, 1887 (1949).
[5] A. Green, *Phys. Rev.*, **102**, 1325 (1956).
[6] Maria Goeppert Mayer, *Phys. Rev.*, **74**, 235 (1948); **75**, 1969 (1949); **78**, 16 (1950); **78**, 22 (1950).
[7] O. Haxel, J. Jensen, H. Suess, *Z. für Physik*, **128**, 295 (1950).

În aproximația nerelativistă, interacția nucleonului cu cîmpul self-consistent nu depinde de spinul nucleonului. O astfel de dependență poate fi exprimată printr-un termen proporțional cu $\mathbf{s}\cdot\mathbf{n}$, unde $\mathbf{n}$ este versorul în direcția razei vectoare $\mathbf{r}$ a nucleonuui. Acest produs este un pseudoscalar. Dependența energiei nucleonului de spinul său, apare dacă se ține seama de termenii relativiști care depind de viteza particulei. Cel mai mare dintre aceștia este termenul proporțional cu prima putere a vitezei. Dintre vectorii $\mathbf{s}$, $\mathbf{n}$ și $\mathbf{v}$ se poate construi scalarul: $[\mathbf{n}\cdot\mathbf{v}]\mathbf{s}$. Ca urmare, operatorul cuplajului spin-orbită al nucleonului în nucleu are forma:

$$\mathfrak{v}_{l,s} = -\varphi(r)[\mathbf{nv}]\mathbf{s} \qquad \text{(XI, 3—1)}$$

unde $\varphi(r)$ este o funcție de r. Deoarece $M[\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}]$ este momentul orbital $\hbar\cdot\mathbf{l}$ al nucleonului, relația (XI, 3—1) se poate scrie sub forma:

$$\mathfrak{v}_{l,s} = -f(r)\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \qquad \text{(XI, 3—2)}$$

unde funcția radială este pozitivă, $f(r) > 0$ și are expresia:

$$f(r) = \frac{\hbar\cdot\varphi(r)}{r\cdot M} \qquad \text{(XI, 3—3)}$$

Potențialul nuclear cuprinde acum un termen care introduce interacția nucleară spin-orbită, $\mathfrak{v}_{l,s} = -f(r)\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$:

$$V = V(r) - f(r)\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \qquad \text{(XI, 3—4)}$$

Pentru primul termen se poate lua un potențial de forma (XI, 2—13), (XI, 2—15) sau un potențial Woods-Saxon.

Teoria interacției nucleare spin-orbită s-a elaborat în strînsă analogie cu teoria electrodinamică a interacției spin-orbită la atom. Potențialul spin-orbită atomic apare ca o corecție relativistă care determină structura fină a spectrelor atomice și are următoarea expresie:

$$v_{l,s} = \frac{\hbar^2}{2m_e^2\cdot c^2}\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}V(r)}{\mathrm{d}r}\cdot\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \qquad \text{(XI, 3—5)}$$

în care m_e este masa electronului și funcția radială $f_a(r)$ are forma:

$$f_a(r) = \frac{\hbar^2}{2m_e^2c^2}\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}V(r)}{\mathrm{d}r} \qquad \text{(XI, 3—6)}$$

În nucleul atomic interacția spin-orbită care apare în mișcarea nucleonilor în cîmpul forțelor nucleare, este descrisă de teoria mezonică a forțelor nucleare, cu ajutorul căreia se poate determina forma funcției radiale $f(r)$:

$$f(r) = \gamma\cdot\frac{\hbar^2}{2M\cdot c^2}\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}\cdot V(r)}{\mathrm{d}r} \qquad \text{(XI, 3—7)}$$

unde M este masa nucleonului iar γ este o constantă adimensională care exprimă tăria interacţiei nucleare spin-orbită. Mărimea sa se evaluează pe baza unei anumite teorii a forţelor nucleare sau prin comparare cu datele experimentale. Datorită trăsăturilor specifice ale forţelor nucleare, interacţia nucleară spin-orbită are două caracteristici importante, care sînt bine verificate de datele de împrăştiere binucleonică :

— tăria interacţiei este mai mare decît în sistemul atomic,

— semnul funcţiei radiale este inversat faţă de cuplarea atomică spin-orbită. Ca urmare, nivelul de energie cu $j = l + s$ (vectorii l şi s paraleli) este mai coborît decît nivelul de energie cu $j = l - s$ (vectorii l şi s antiparaleli.)

Interacţia nucleară spin-orbită este concentrată în esenţă în apropiere de suprafaţa nucleului, adică funcţia $f(r)$ descreşte repede spre centrul nucleului, aşa cum se poate vedea din figura XI—7. Într-adevăr, în interiorul nucleului — considerat ca materie nucleară infinită — datorită densităţii nucleonice mari, sistemul prezintă omogenitate şi din argumente de simetrie nu există o direcţie privilegiată de-a lungul căreia să poată fi orientat vectorul n. Spre suprafaţa nucleului densitatea nucleonică se micşorează şi în interacţia binucleonică se manifestă cuplarea spin-orbită datorită asimetriei de direcţie, aşa cum s-a arătat la fenomenul de polarizare prin ciocnire nucleonică. Din această cauză, pentru

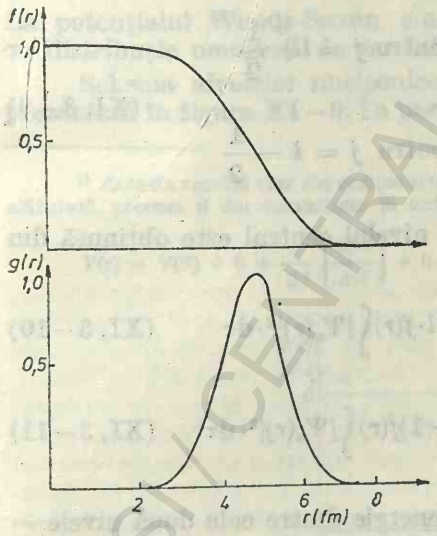


Fig. XI—7. — Forma potenţialului central utilizat în modelul straturilor nucleonice şi a funcţiei radiale $f(r)$ din interacţia spin-orbită.

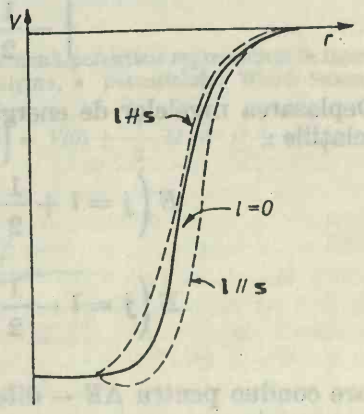


Fig. XI—8. Efectul interacţiei spin-orbită asupra potenţialului nuclear.

o valoare determinată a lui l, energia potenţială se micşorează dacă vectorii l şi s sînt paraleli şi se măreşte dacă vectorii l şi s sînt antiparaleli. Efectul interacţiei spin-orbită asupra variaţiei de energie potenţială spre suprafaţa nucleului este prezentat în figura XI—8. Se observă că groapa

de potențial se îngustează și devine mai puțin adîncă dacă vectorii l și s sînt antiparaleli $\left(j = l - \frac{1}{2}\right)$ și se lărgește și se adîncește dacă vectorii l și s sînt paraleli $\left(j = l + \frac{1}{2}\right)$. După cum se știe, îngustarea gropii de potențial determină o ridicare a nivelelor de energie și deci nivelele cu $j = l - \frac{1}{2}$ se plasează la energii mai mari față de nivelele cu $j = l + \frac{1}{2}$.

Interacția spin-orbită determină despicarea nivelului nucleonic de moment orbital l în două subnivele cu momentele $j = l + \frac{1}{2}$ și $j = l - \frac{1}{2}$. Produsul scalar $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ din expresia (XI, 3—2) se poate calcula din relația:

$$(\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}) = \frac{1}{2}(\mathbf{j}^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2) = \frac{\hbar^2}{2}[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \quad \text{(XI, 3—8)}$$

care conduce la următoarele valori:

$$(\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}) = \begin{cases} \frac{1}{2}l & \text{pentru } j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1) & \text{pentru } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad \text{(XI, 3—9)}$$

Deplasarea nivelelor de energie față de nivelul central este obținută din relațiile:

$$E\left(j = l + \frac{1}{2}\right) = -\frac{1}{2}l \cdot f(r) \int |\Psi_n(r)|^2 \cdot d\tau \quad \text{(XI, 3—10)}$$

$$E\left(j = l - \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2}(l+1) f(r) \int |\Psi_n(r)|^2 \cdot d\tau \quad \text{(XI, 3—11)}$$

care conduc pentru ΔE — diferența de energie dintre cele două nivele — la expresia:

$$\Delta E = E\left(j = l - \frac{1}{2}\right) - E\left(j = l + \frac{1}{2}\right) = \left(l + \frac{1}{2}\right) \cdot f(r) \int |\Psi_n(r)|^2 \cdot d\tau \quad \text{(XI, 3—12)}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

După această ecuație, mărimea despicării crește cu valoarea numărului cuantic l. Ordinul de mărime este de $1 \div 5$ MeV. (În sistemele atomice mărimea despicării fine este mult mai mică. De exemplu, pentru termenii $6p$ ai atomului de cesiu ($Z = 55$), energia de despicare este 0,07 eV, iar diferența dintre nivelele electronice este ~ 1 eV).

Ecuația lui Schrödinger (XI, 2—2), cu ajutorul căreia se calculează funcțiile de undă nucleonice $\Psi_n(r)$ și valorile proprii ale energiei E, pentru sistemul nuclear, are următoarea formă:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla + V(r) + \gamma\frac{\hbar^2}{2Mc^2}\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\,l\cdot s\right]\Psi_n(r) = E\Psi_n(r) \quad (XI, 3—13)$$

Pentru a obține succesiunea de termeni, se alege pentru funcția radială semnul și forma corespunzătoare, iar pentru potențialul nuclear se ia potențialul Woods-Saxon sau de oscilator armonic care îl aproximează pe primul [1]. Valorile principalilor parametri utilizați în calcule sînt următoarele:

$$R = 1{,}27\,A^{1/3}\text{ fm};\quad a = 2{,}9\text{ fm};\quad V_0 = 51 \pm 7\text{ MeV}\ (+\text{ proton};\ -\text{ neutron});$$

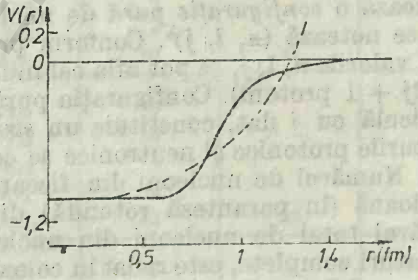
$$\gamma = 32\ [2]$$

La potențialul Woods-Saxon s-a adăugat și un potențial coulombian cu distribuție omogenă de sarcină.

Schema nivelelor nucleonice care redă toate numerele magice este prezentată în figura XI—9. În partea stîngă sînt indicate nivelele de ener-

[1] Aceasta rezultă clar din compararea formei celor două potențiale reprezentată în figura alăturată, precum și din dezvoltarea în serie, față de origine, a potențialului Woods-Saxon:

$$V(r) = V(0) + 0 + \frac{r^2}{2!}\left(\frac{d^2V}{dr^2}\right) + 0 + \frac{r^4}{4!}\left(\frac{d^4V}{dr^4}\right) = V(0) + \frac{1}{2}M\omega^2\cdot r^2 + cr^4$$



[2] Dacă în expresia energiei de interacție spin-orbită: $E_{l,s} = \gamma\frac{\hbar^2}{2Mc^2}\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\,l\cdot s$ se introduce potențialul oscilatorului armonic $V(r) = \frac{1}{2}M\omega^2 r^2$, din relația energiei de despicare $\Delta E_{l,s}$, cu $A \sim 100$ și $\hbar\omega \simeq 6$ MeV, rezultă $\gamma \simeq 32$.

gie, echidistante, separate prin mărimea $\hbar\omega$, care sînt degenerate, utilizînd potențialul de oscilator armonic. Dacă la potențialul Woods-Saxon se adaugă potențialul spin-orbită, degenerescența este ridicată și se obține secvența de nivele redată în partea dreaptă a figurii. Starea nucleonilor este caracterizată, în acest caz, prin trei numere cuantice : n, l și j.

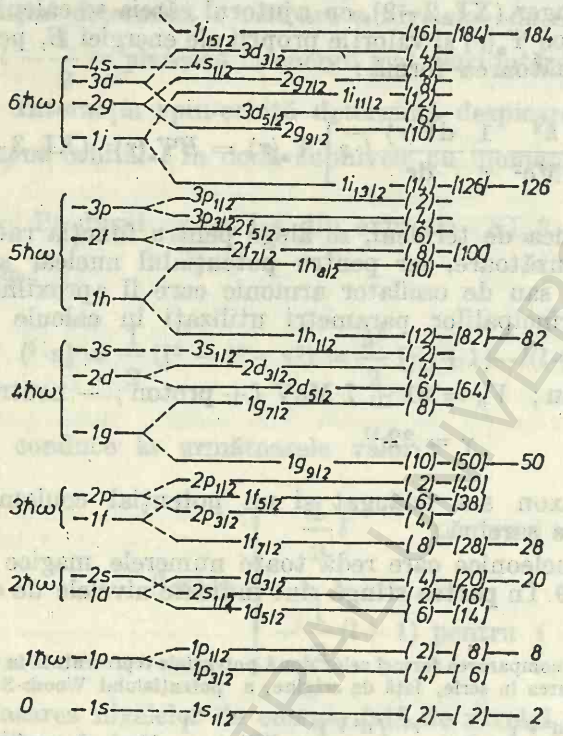


Fig. XI — 9. — Secvența de straturi nucleonice în schema de cuplare spin-orbită.

Un ansamblu de nucleoni cu numere cuantice n, l, j bine determinate, formează o *configurație de nucleoni*. Nucleonii care au aceleași numere cuantice n, l, j formează o *configurație pură* de nucleoni. O configurație pură de λ nucleoni se notează $(n, l, j)^{\lambda}$. Conform principiului lui Pauli, în starea cuantică cu valorile n, l, j, se pot afla cel mult $2(2j+1)$ nucleoni ($2j+1$ neutroni și $2j+1$ protoni). Configurația pură de $2j+1$ nucleoni în starea de uniparticulă cu j dat, constituie un *strat nucleonic complet*. Se consideră că straturile protonice și neutronice se completează independent unele de altele. Numărul de nucleoni din fiecare strat complet este indicat în prima coloană (în paranteză rotundă) din partea dreaptă a figurii XI—9. Numărul total de nucleoni din nucleu, care conține un anumit număr de straturi complete, este redat în coloana a doua (în paranteză dreaptă) din figura XI—9. După cum se poate observa, pentru un număr determinat de straturi nucleonice complete se regăsesc valorile numerelor magice : 2, 8, 20, 50, 82, 126 și 184. Configurația de nivele uniparticulă dintre două numere magice se numește *strat nucleonic major*.

Pentru o mai clară înțelegere a schemei de ocupare a nivelelor de energie cu nucleoni, în tabloul XI—1 se dau în coloana a treia numerele maxime

de nucleoni din fiecare strat cu j dat, în coloana a patra numărul de nucleoni dintr-un grup de straturi, iar în penultima coloană numerele magice. În prima coloană este indicată notația electronică, în care n parcurge valori începînd cu $l+1$, iar în coloana a doua este dată notația utilizată de Mayer-Jensen (numărul din stînga literei reprezintă diferența $n-l$). Spre deosebire de atom (unde stratul electronic cuprinde un grup de nivele cu același număr cuantic principal) la nucleu, stratul nucleonic cuprinde un șir de nivele ale căror numere cuantice n, și j pot fi diferite, dar care au energii apropiate între ele și mult mai diferite de energiile

TABLOUL XI—1

Schema de ocupare a nivelelor de energie cu nucleoni, cu considerarea cuplării spin-orbită

Notația straturilor nucleonice		Numărul de nucleoni dintr-un strat $(2j+1)$	Numărul de nucleoni dintr-un grup de straturi	Numărul total de nucleoni (numărul magic)	Stratul
electronică	Mayer-Jensen				
$1s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	2	2	2	I
$2p_{3/2}$	$1p_{3/2}$	4			II
$2p_{1/2}$	$1p_{1/2}$	2	6	8	
$3d_{5/2}$	$1d_{5/2}$	6			
$3d_{3/2}$	$1d_{3/2}$	4			III
$2s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	2	12	20	
$4f_{7/2}$	$1f_{7/2}$	8	8	28	IV
$4f_{5/2}$	$1f_{5/2}$	6			
$3p_{3/2}$	$2p_{3/2}$	4			
$3p_{1/2}$	$2p_{1/2}$	2			V
$5g_{9/2}$	$1g_{9/2}$	10	22	50	
$5g_{7/2}$	$1g_{7/2}$	8			
$4d_{5/2}$	$2d_{5/2}$	6			
$4d_{3/2}$	$2d_{3/2}$	4			VI
$3s_{1/2}$	$3s_{1/2}$	2			
$6h_{11/2}$	$1h_{11/2}$	12	32	82	
$6h_{9/2}$	$1h_{9/2}$	10			
$5f_{7/2}$	$2f_{7/2}$	8			
$5f_{5/2}$	$2f_{5/2}$	6			VII
$4p_{3/2}$	$3p_{3/2}$	4			
$4p_{1/2}$	$3p_{1/2}$	2			
$7i_{13/2}$	$1i_{13/2}$	14	44	126	
$7i_{11/2}$	$1i_{11/2}$	12			

BCU IAȘI / CENTRALA UNIVERSITARĂ

celorlalte nivele. De aici, urmează o coincidență perfectă între completarea straturilor nucleare și sfîrșitul perioadelor nucleare marcat de numerele magice.

Din examinarea succesiunii nivelelor de energie redate în figura XI—9, rezultă cîteva caracteristici importante care sînt bine verificate de datele experimentale:

— Energia nivelelor nucleonice crește cu mărirea momentului orbital l. Această regularitate rezultă din faptul că odată cu creșterea lui l se mărește energia centrifugă a nucleonului și ca urmare scade energia de legătură a acestuia.

— Despicarea nivelelor de energie crește cu mărirea momentului j, așa cum rezultă din relația (XI, 3—12). Cuplajul spin-orbită nu modifică apreciabil structura primelor trei straturi nucleonice, care se completează — ca și în absența cuplajului — cu 2; 8; 20 nucleoni. Structura fină nucleară se manifestă prin modificarea profundă a succesiunii nivelelor în straturile superioare care se completează cu 28; 50; 82; 126 și 184 nucleoni. Astfel, pentru valori mari ale numărului cuantic principal n, nivelul cu $j = l_{max} + \frac{1}{2}$ este deplasat foarte mult spre stratul $n - 1$. După cum se observă din figura XI—9, nivelul $1f_{7/2}\left(j = 3 + \frac{1}{2}\right)$ fiind mult deplasat spre energii joase, trece din stratul al patrulea, format în cea mai mare parte din termenii $1f$ și $2p$, în stratul al treilea, care conține termenii $1d$ și $2s$. Această deplasare nu este însă suficientă pentru a îngloba nivelul $1f_{7/2}$ în stratul al treilea. Din această cauză, nivelul $1f_{7/2}$ se consideră ca formînd el singur un strat nucleonic, care este completat la nucleele cu un număr de 28 nucleoni identici. În acest mod se interpretează existența numărului magic 28. În același fel, nivelul $1g_{9/2}$ este mult deplasat spre energii joase, trecînd din stratul al cincilea în stratul al patrulea, unde împreună cu termenii $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ și $2p_{1/2}$ pot cuprinde încă 22 nucleoni identici, care explică apariția numărului magic 50. După același mecanism, deplasarea foarte mare a nivelelor $1h_{11/2}$, $1i_{13/2}$ și $1j_{15/2}$ determină formarea numerelor magice 82; 126 și 184.

O consecință importantă a deplasării nivelelor de energie de tipul $j = l + \frac{1}{2}$ este apropierea mare a unor nivele cu valori mari ale momentului j de nivele cu valori mici ale momentului j, de exemplu $2p_{1/2} - 1g_{9/2}$ și $3s_{1/2} - 1h_{11/2}$. Întretăierea unor asemenea nivele permite interpretarea fenomenului de izometrie nucleară.

— Energia de despicare $\Delta E_{l,s}$ este dependentă de numărul de masă al nucleului, după relația generală:

$$\Delta E_{l,s} \simeq -12(2l+1)\cdot A^{-2/3}(\text{MeV}) \qquad (\text{XI}, 3-14)$$

care arată că mărimea despicării se diminuează la nucleele grele. Dacă în ecuația (XI, 3—1) se introduce pentru potențialul nuclear expresia

potențialului de oscilator armonic (XI, 2—13), se obține pentru potențialul spin-orbită următoarea relație:

$$[v_{l,s} \simeq \frac{\hbar^2}{2Mc^2}\frac{1}{r}(M\omega_0^2 r)\cdot l\cdot s \simeq \frac{\hbar^2\cdot\omega_0^2}{2M\cdot c^2} l\cdot s \qquad (XI, 3—15)$$

Evaluînd produsul $l\cdot s$ și luînd $\hbar\omega_0 \simeq 41.A^{-1/3}$ (MeV), se obține pentru $\Delta E_{l,s}$ ecuația (XI, 3—14).

— La nucleele cu $N(Z) > 50$ la care repulsia coulombiană protonică are o contribuție apreciabilă, forma diferită a potențialului nuclear pentru protoni și neutroni, determină o diferență în succesiunea nivelelor neutronice și protonice. Dincolo de numărul magic 50, nivelele neutronice cu moment j mai mic sînt favorizate în ceea ce privește ordinea completării. Din această cauză, nivelul $2d_{5/2}$ se găsește sub $1g_{7/2}$, nivelul $3s_{1/2}$ sub $2d_{3/2}$ etc. În figura XI—10 se reprezintă succesiunea nivelelor protonice și neutronice [1].

În ordinea de completare a straturilor nucleonice se observă iregularități apreciabile la nucleele grele. După cum indică datele experimentale și interpretările teoretice, mărimea energiei de împerechere influențează asupra ordinii de completare a straturilor nucleonice. Deoarece la nucleele grele, în cadrul unui strat nucleonic major, există mai multe straturi mult apropiate între ele cu o separare de $1 \div 2$ MeV, energia de împerechere, avînd un ordin de mărime aproximativ egal ($1 \div 3$ MeV), va determina unele inversiuni. După cum arată calculele, energia de împerechere crește cu mărimea numărului cuantic j după o relație de forma [2]:

$$\delta = (2j+1)\cdot\vartheta_{n,l} \qquad (XI, 3—16)$$

unde $\vartheta_{n,l}$ depinde de forma funcției de undă radială și deci de forma potențialului nuclear. Ca urmare, straturile nucleonice cu valori mai mari ale numărului cuantic j vor fi ocupate cu preferință de perechi de nucleoni. În succesiunea de două straturi cu j diferit, ordinea de ocupare cu nucleoni nu este cea firească: după ocuparea completă a stra-

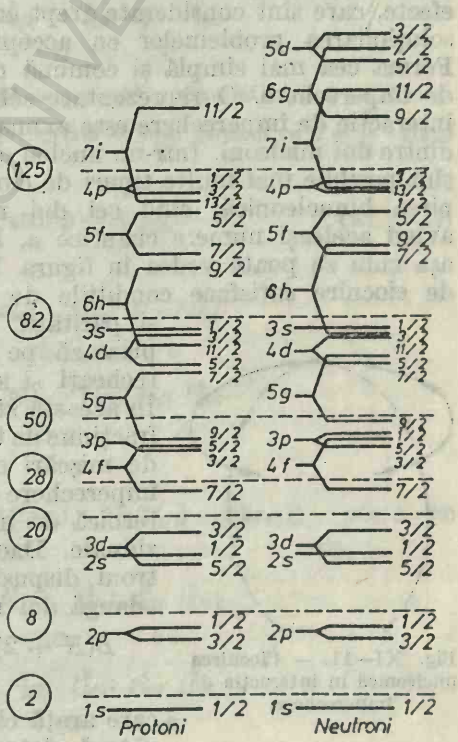


Fig. XI—10. — Succesiunea nivelelor de energie ale neutronilor și protonilor în nucleu.

[1] P. Klinkenberg, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 63 (1952).

[2] M. G. Mayer, J. Jensen, „Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", J. Wiley, 1955, p. 239.

tului cu j inferior să urmeze ocuparea completă a stratului cu j superior. Datorită energiei mari a *interacţiei de împerechere*, înainte de a fi ocupat complet stratul cu j inferior se ocupă de preferinţă stratul cu j superior cu perechi de nucleoni.

Interacţia de împerechere[1] reprezintă un exemplu important de ciocnire nucleonică, ca formă de manifestare a interacţiilor reziduale. S-a arătat la început că teoria straturilor nucleonice are la bază anumite aproximaţii. Aşa de exemplu, forma simplă acceptată pentru potenţialul nuclear nu face posibilă tratarea riguroasă a interacţiilor nucleonice complexe. Faptul că un nucleon se află în raza de acţiune a potenţialului mediu comun creat de ceilalţi nucleoni, determină ca acesta să se deplaseze pe o anumită orbită. Frecvenţa şi intensitatea cu care un nucleon interacţionează cu ceilalţi nucleoni învecinaţi, sub acţiunea forţelor nucleare, depinde de orbita pe care se găseşte nucleonul şi de starea de ocupare cu nucleoni a orbitelor învecinate. Astfel de proprietăţi nu pot fi bine reprezentate de un potenţial nuclear de formă simplă. Interacţiile complexe rezultate din ciocnirile nucleonice sînt denumite interacţii reziduale. Acestea produc schimbări în starea de energie a nucleului şi alte efecte, care sînt considerate drept corecţii aduse rezultatelor obţinute din soluţionarea problemelor cu acceptarea unui potenţial nuclear simplu. Forma cea mai simplă şi comună de interacţie reziduală este interacţia de împerechere. O reprezentare schematică a ciocnirii nucleonice într-o interacţie de împerechere este expusă în figura XI—11, pentru o ciocnire dintre doi nucleoni. Într-un nucleu care conţine doi nucleoni într-un strat, sînt posibile mai multe tipuri de ciocniri. Cazul cel mai simplu este ciocnirea binucleonică, cînd cei doi nucleoni se găsesc pe aceeaşi orbită, avînd aceleaşi numere cuantice n, l şi j, dar se mişcă în direcţii opuse, aşa cum se poate vedea în figura XI—11. Se poate arăta[2] că acest tip de ciocnire satisface condiţiile de conservare ale energiei, momentului şi parităţii. În urma ciocnirii, nucleonii se deplasează pe altă orbită, rămîn mai departe împerecheaţi şi se mişcă din nou în direcţii opuse. În această stare, nucleonii se găsesc în interacţie o fracţiune de timp mai mare decît în orice alte stări de mişcări orbitale şi ca urmare, interacţia de împerechere este forma cea mai frecventă şi mai puternică de interacţie dintre toate interacţiile reziduale. Dacă într-un nucleu care conţine N neutroni dispuşi în straturi nucleonice complete, se adaugă doi neutroni, se constată inegalitatea:

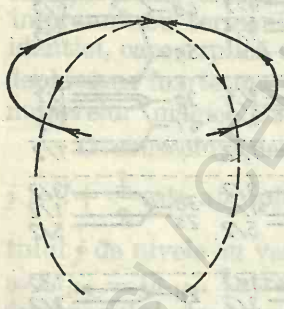


Fig. XI—11. — Ciocnirea nucleonică în interacţia de împerechere.

$$B(N+2) - B(N) > 2\ [B(N-1) - B(N)] \qquad \text{(XI, 3—17)}$$

care arată că apare un supliment de energie de legătură datorită împerecherii celor doi neutroni care se găsesc pe aceeaşi orbită. Acelaşi fenomen s-a observat şi pentru protoni. Un exemplu, analizat în amănunţime[3], îl oferă

[1] B. Cohen, „Concepts of Nuclear Physics", Mc Graw-Hill Book Comp., 1971, p. 88.
[2] B. Cohen, op. cit., p. 84.
[3] B. Cohen, op. cit., p. 88.

nuclidul $^{18}_{8}O$, cu un număr total de 10 neutroni, dintre care 2 se găsesc în afara stratului major de 8 neutroni. Cei doi neutroni împerecheați se pot mișca pe 12 orbite (cu $n = 3$, în stările $d^2_{5/2}$, $s^2_{1/2}$, $d^2_{3/2}$) în fracțiuni de timp bine determinate.

Influența energiei de împerechere se va ilustra cu stările $2p_{3/2}$ (4 nucleoni) și $1f_{5/2}$ (6 nucleoni), care în schema de nivele sînt foarte apropiate între ele, fapt confirmat de datele experimentale. Fie $\delta(2p_{3/2})$ și $\delta(1f_{5/2})$ energiile de împerechere ale nucleonilor în cele două stări și $\varepsilon(2p_{3/2})$, $\varepsilon(1f_{5/2})$ energiile corespunzătoare ale nivelelor. După cum se poate observa din tabloul XI—1, straturile $2p_{3/2}$ și $1f_{5/2}$ se ocupă cu cei 10 nucleoni după completarea ultimului strat $1f_{7/2}$ cu 8 nucleoni, care se realizează la nucleul cu $Z = 28$. La primele 10 nuclee după $Z = 28$, ordinea de ocupare cu nucleoni va fi determinată de diferența energiilor de împerechere $\delta(1f_{5/2}) - \delta(2p_{3/2})$ și a energiilor celor două nivele, $\varepsilon(1f_{5/2}) - \varepsilon(2p_{3/2})$. Astfel, dacă este îndeplinită condiția :

$$\delta(1f_{5/2}) - \delta(2p_{3/2}) > 2\ [\varepsilon(1f_{5/2}) - \varepsilon(2p_{3/2})] \qquad \text{(XI, 3—18)}$$

ordinea de ocupare a celor două nivele este următoarea :

$$\begin{array}{rl} & p^1_{\frac{1}{2}};\ f^2_{5/2};\ p^1_{3/2} \quad f^2_{5/2};\ f^4_{5/2};\ p^1_{3/2} \quad f^4_{5/2};\ f^6_{5/2};\\ I = & 3/2,\ \ 0\ ,\ \ 3/2\ \ ,\ 0\ ,\ \ 3/2\ \ 0\ ,\\ & p^1_{3/2} \quad f^6_{5/2};\ p^2_{3/2}\ f^6_{5/2};\ p^3_{3/2} \quad f^6_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^6_{5/2}\\ I = & 3/2\ \ ,\ \ 0\ \ ,\ \ 3/2\ \ ,\ \ 0 \end{array}$$

din care rezultă preferința de ocupare în perechi de nucleoni a stratului $1f_{5/2}$. O confirmare a acestui fapt o aduce constatarea că în seria prezentată nu apar termeni cu $I = \frac{5}{2}$. Dacă însă este îndeplinită condiția :

$$\delta(1f_{5/2}) - \delta(2p_{3/2}) < \varepsilon(1f_{5/2}) - \varepsilon(2p_{3/2}) \qquad \text{(XI, 3—19)}$$

ordinea de completare este următoarea :

$$\begin{array}{rl} & p^1_{3/2};\ p^2_{3/2};\ p^3_{3/2};\ p^4_{3/2};\ p^4_{5/2} \quad f^1_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^3_{5/2};\\ I = & 3/2,\ \ 0\ ,\ 3/2,\ \ 0\ ,\ \ 5/2\ \ ,\ \ 0\ \ ,\\ & p^4_{3/2} \quad f^3_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^4_{5/2};\ p^4_{3/2} \quad f^5_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^6_{5/2}\\ I = & 5/2\ \ ,\ \ 0\ \ ,\ \ 5/2\ \ ,\ \ 0 \end{array}$$

Pentru condiția :

$$\varepsilon(1f_{5/2}) - \varepsilon(2p_{3/2}) < \delta(1f_{5/2}) - \delta(2p_{3/2}) < 2\,[\varepsilon(1f_{5/2}) - \varepsilon(2p_{3/2})] \qquad \text{(XI, 3—20)}$$

se realizează următoarea ordine de completare :

$$\begin{array}{rl} & p^1_{3/2};\ p^2_{3/2};\ p^3_{3/2};\ p^4_{3/2};\ p^3_{3/2} \quad f^2_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^2_{5/2};\\ I = & 3/2,\ \ 0\ \ 3/2\ \ 0\ \ \ 3/2\ \ \ 0\\ & p^3_{3/2} \quad f^4_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^4_{5/2};\ p^3_{3/2} \quad f^6_{5/2};\ p^4_{3/2}\ f^6_{5/2}\\ I = & 3/2\ \ \ 0\ \ \ 3/2\ \ \ 0 \end{array}$$

care determină termenii cu $I=3/2$.

S-a arătat că folosind o expresie corespunzătoare pentru hamiltonianul sistemului nuclear, se poate obține o separare a nivelelor de energie în straturi, a căror umplere succesivă cu nucleoni explică apariția

tuturor numerelor magice. Pentru explicarea altor proprietăţi nucleare s-au introdus noi ipoteze, care au permis apariţia mai multor variante ale modelului straturilor nucleonice.

Cea mai simplă variantă este *modelul uniparticulă extrem*, care consideră că la nucleele impare, în starea fundamentală, toţi nucleonii identici (neutroni sau protoni) — cu excepţia ultimului nucleon neîmperecheat — formează un miez inert, cu spinul total zero, care nu influenţează proprietăţile nucleare. Aceste proprietăţi sînt determinate numai de ultimul nucleon neîmperecheat care se mişcă sub acţiunea potenţialului mediu comun creat de ceilalţi nucleoni din straturile nucleonice majore. Ipoteza miezului inert s-a verificat din studiul spectrelor nucleelor dublu magice ($^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{208}_{82}Pb$) pentru care mărimea energiei primei stări excitate constituie o măsură a valabilităţii acesteia.

Din acest punct de vedere, se disting trei tipuri reprezentative de nuclee:

— Nuclee cu straturile nucleonice complete, considerate ca inerte: $^{16}_{8}O_8$, $^{40}_{20}Ca_{20}$, $^{48}_{20}Ca_{28}$, $^{208}_{82}Pb_{126}$, care în structura nucleară au un rol analog cu al gazelor nobile în structura atomică.

— Nuclee *uniparticulă*, care au numai un nucleon pe ultimul strat nucleonic, de exemplu: $^{5}_{2}He$, $^{5}_{3}Li$, $^{17}_{8}O$, $^{17}_{8}F$, $^{41}_{20}Ca$, $^{41}_{21}Sc$, la fel cum metalele alcaline au un electron pe ultimul strat.

— Nuclee *unigol*, la care în ultimul strat nucleonic lipseşte numai un nucleon pentru a forma un strat complet, de exemplu: $^{15}_{8}O$, $^{15}_{7}N$, $^{39}_{19}K$, $^{39}_{20}Ca$. Structura nucleonică a acestor nuclee este similară cu a halogenilor.

Dacă ultimul strat este ocupat cu un număr de nucleoni mai mic decît jumătate din numărul maxim, nucleul se consideră un *sistem de particule*, iar dacă acest strat cuprinde un număr de nucleoni mai mare de jumătate din numărul maxim, nucleul se consideră un *sistem de goluri*.

S-a demonstrat[1] că în aceste trei tipuri de nuclee nu au loc ciocniri nucleonice şi ca urmare, funcţia de undă nucleară totală se formează ca produsul funcţiilor de undă ale tuturor nucleonilor. De exemplu, funcţia de undă a nucleului de heliu, $\Psi(^4He)$ se scrie sub forma: $\Psi(^4He) = (\Psi_{1s_{1/2}} \cdot \Psi_{1s_{1/2}})_{proton} \cdot (\Psi_{1s_{1/2}} \cdot \Psi_{1s_{1/2}})_{neutron}$.

Modelul uniparticulă extrem reuşeşte să explice starea fundamentală a nucleelor magice, spinii stărilor fundamentale ale nucleelor impare, stările izomere ale nucleelor impare şi într-o anumită măsură, momentele magnetice de dipol şi momentele electrice de cuadrupol. Deoarece momentele nucleare sînt valori medii care se calculează cu ajutorul funcţiilor proprii ale stării nucleare respective, mărimea acestor valori variază foarte mult cu gradul de aproximaţie cu care este cunoscută funcţia de undă. Datorită dificultăţilor întîmpinate în determinarea precisă a funcţiilor de undă, modelul poate furniza numai ordinul de mărime al acestor momente.

Pentru determinarea proprietăţilor nucleare, în modelul Mayer-Jensen, sînt importante următoarele reguli, cunoscute sub numele de *reguli de cuplaj*:

---

[1] B. Cohen, op. cit., p. 86.

Regula I. Stările fundamentale ale nucleelor par-pare au spinul nuclear total nul şi paritatea funcţiei de undă nucleară este pozitivă. Această regulă este valabilă pentru oricare valoare a numerelor N şi Z şi oricare ar fi nivelele ocupate de nucleoni. Deoarece aceste nuclee au simetrie sferică, momentele nucleare magnetice şi electrice sînt de asemenea nule.

Regula II. La nucleele cu Z par şi N impar, proprietăţile stării fundamentale sînt determinate numai de configuraţiile neutronice; la nucleele cu Z impar şi N par, proprietăţile stării fundamentale sînt determinate numai de configuraţiile protonice. După această regulă, toţi izotopii de un Z impar dat şi A impar, au acelaşi spin nuclear.

Regula III. Într-un nucleu cu A impar, nucleonii identici existenţi în număr impar, îşi cuplează spinii în aşa fel încît, în general, spinul nuclear total I este identic cu spinul nuclear total al ultimului nivel nuclear parţial ocupat, j. După această regulă, cuplajul nucleonilor unui nucleu cu A impar, în starea fundamentală, se face în modul următor: dacă Z este par, cei Z protoni şi $N-1$ neutroni formează un miez par-par cu spinul nuclear total nul. Ultimul neutron, nepereche, se mişcă pe un nivel cu moment cinetic j în cîmpul de simetrie sferică produs de miez. Spinul nuclear total I, precum şi alte proprietăţi nucleare, sînt determinate numai de mişcarea acestui ultim neutron. Din această cauză, nivelul incomplet pe care se află nucleonul nepereche, se numeşte nivel activ. La fel, un nucleu cu Z impar şi N par, are acelaşi spin ca al unui nucleu cu Z' par şi N' impar egal cu Z.

Cuplarea $I - j$ este cunoscută sub denumirea de cuplaj normal.

4. CONFRUNTAREA MODELULUI STRATURILOR NUCLEONICE CU DATELE EXPERIMENTALE

DATE EXPERIMENTALE CU PRIVIRE LA STĂRILE FUNDAMENTALE ALE NUCLEELOR IMPARE

Validitatea modelului straturilor nucleonice a fost bine verificată din confruntarea valorilor calculate pentru spinul nuclear şi momentele nucleare cu mărimile determinate experimental. Succesul modelului s-a dovedit mai ales în prevederea spinului nuclear, fiind înlesnit şi de faptul că s-au măsurat valorile pentru mulţi nuclizi stabili şi cîţiva nuclizi radioactivi. Pentru clarificare, se va considera fiecare strat nucleonic prevăzut de modelul Mayer-Jensen şi se va confrunta cu datele experimentale existente.

Stratul nucleonic I. După cum rezultă din tabloul XI — 1, stratul I este format dintr-un nivel unic, care poate fi ocupat de doi nucleoni identici. Acest strat poate conţine deci doi neutroni şi doi protoni, formînd nucleul de heliu, $^4_2\mathrm{He}$. Conform principiului lui Pauli, spinii celor doi neutroni şi doi protoni trebuie să fie antiparaleli şi ca urmare spinul

nucleului este egal cu zero, în deplină concordanţă cu datele experimentale. Nucleele formate din doi protoni şi un neutron, ${}^{3}_{2}He$ sau din doi neutroni şi un proton, ${}^{3}_{1}H$, au spinii nucleari egali cu 1/2, conform cerinţelor ipotezelor fundamentale ale modelului. Această concluzie a fost de asemenea confirmată experimental.

Stratul nucleonic II cuprinde nivelele $1p_{3/2}$ şi $1p_{1/2}$ şi are un număr maxim de şase nucleoni: patru pe nivelul $1p_{3/2}$ şi doi pe nivelul $1p_{1/2}$. Conform modelului, nucleele impare cu această configuraţie trebuie să aibă spinul nuclear 3/2 dacă nucleonul nepereche se află pe nivelul $1p_{3/2}$, sau 1/2 dacă nucleonul nepereche se află pe nivelul $1p_{1/2}$. Într-adevăr, în deplin acord cu experienţa, nucleele ${}^{7}_{3}Li_4$, ${}^{11}_{5}B_6$ şi ${}^{9}_{4}Be_5$ au spinul nuclear egal cu 3/2, iar nucleele ${}^{15}_{7}N_8$ şi ${}^{13}_{6}C_7$ au spinul nuclear egal cu 1/2. Ultimele două nuclee au următoarea configuraţie nucleonică:

$$(1s_{1/2})^2 \,|\, (1p_{3/2})^4 \, (1p_{1/2})^1$$

La nucleul ${}^{15}_{7}N$ ultimul nucleon este un proton, iar la nucleul ${}^{13}_{6}C$, ultimul nucleon este un neutron. Aşa cum a confirmat experienţa, nivelul $1p_{3/2}$ este inferior nivelului $1p_{1/2}$ şi se completează imediat după nivelul $1s_{1/2}$. Nucleul ${}^{7}_{3}Li$ are deci configuraţia: $(1s_{1/2})^2 \,|\, (1p_{3/2})^1$. În deplin acord cu valorile spinilor nucleari, mărimile şi semnele momentelor magnetice ale acestor nuclee concordă cu prevederea teoretică.

Ultimul nucleu este ${}^{16}_{8}O_8$, care are stratul II complet ocupat: $(1s_{1/2})^2 \,|\, (1p_{3/2})^4 \, (1p_{1/2})^2$. Cum era de aşteptat, spinul nuclear este egal cu zero.

Stratul nucleonic III cuprinde nivelele $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$ şi $2s_{1/2}$ şi are un număr maxim de 12 nucleoni, dispuşi în modul următor: $(1d_{5/2})^6$, $(1d_{3/2})^4$, $(2s_{1/2})^2$. Nucleele impare ai căror ultimi nucleoni se află în acest strat, au spinul nuclear 5/2, 3/2 şi 1/2, în concordanţă cu datele experimentale. Completarea stratului al treilea începe cu nivelul $1d_{5/2}$. Configuraţia nucleonică:

$$(1s_{1/2})^2 \,|\, (1p_{3/2})^4 \, (1p_{1/2})^2 \, (1d_{5/2})^1$$

cu un nucleon (neutron sau proton) pe nivelul $1d_{5/2}$, se întîlneşte la nucleele ${}^{17}_{8}O_9$ şi ${}^{17}_{9}F_8$ care au spinul nuclear 5/2, după cum prevede modelul. Faptul că stratul al treilea se completează începînd cu nivelul $1d_{5/2}$, este confirmat de mai multe nuclee, de exemplu ${}^{27}_{13}Al_{14}$ şi ${}^{25}_{12}Mg_{13}$, care au cinci protoni, respectiv cinci neutroni pe acest nivel şi au deci spinul nuclear 5/2. Valoarea spinului nuclear, $I = 3/2$ se observă la nucleele care au numărul de nucleoni apropiat de numărul 12, pentru care stratul al treilea este complet ocupat: nouă protoni (${}^{35}_{17}Cl$, ${}^{37}_{17}Cl$) şi 11 protoni (${}^{39}_{19}K$, ${}^{41}_{19}K$) sau nouă neutroni (${}^{33}_{16}S_{17}$) şi 11 neutroni (${}^{35}_{16}S_{19}$). Aceste date demonstrează că nivelul $1d_{3/2}$ se completează după nivelele $1d_{5/2}$ şi $2s_{1/2}$. Valoarea spinului nuclear $I = \frac{1}{2}$, pentru nucleele cu şapte protoni (${}^{31}_{15}P$) sau şapte neutroni (${}^{29}_{14}Si$) dovedeşte că nivelul $2s_{1/2}$ se completează înaintea nivelului $1d_{3/2}$.

În ordinea de completare a straturilor nucleonice există şi cîteva neregularităţi. Astfel, nucleul ${}^{19}_{9}F$ care conţine un singur proton în stra-

tul al treilea ar trebui să aibă spinul nuclear 5/2. Măsurătorile experimentale au dat însă $I = \frac{1}{2}$, ceea ce dovedește că nivelul $2s_{1/2}$ se completează înaintea nivelelor $1d$. Valoarea momentului magnetic al acestui nucleu, apropiată de a momentului magnetic al protonului, confirmă că protonul, care determină momentul magnetic al nucleului $^{19}_{9}F$, se găsește în starea $2s_{1/2}$, unde nu există mișcare orbitală. Un rezultat interesant îl oferă nucleul $^{23}_{11}Na$, cu trei protoni în stratul al treilea. După model, spinul acestui nucleu trebuie să fie 5/2, care este în contradicție cu valoarea măsurată experimental, $I = \frac{3}{2}$. Fenomenul se datorește abaterii de la regula a treia de cuplaj : spinul nuclear I nu mai este dat de momentul cinetic total, j, al nivelului pe care se află nucleonul neîmperecheat, $I = j\left(j = \frac{5}{2}\right)$, ci de relația $I = j - 1$. Acesta constituie *cuplajul anormal*. În cazul $^{23}_{11}Na$ cuplajul anormal se indică prin simbolul $(d_{5/2})^3_{3/2}$. Fundamentarea cuplajului anormal rezultă din tratarea teoretică a sistemului nuclear cu mai mulți nucleoni în afara ultimului strat complet ocupat. Calculele[1] arată că pentru fiecare valoare a lui j, printre configurațiile de λ nucleoni $(j)^\lambda$, există o stare cu spinul nuclear total $I = j - 1$, corespunzătoare unei valori date a lui λ. După cum se va vedea, în tabloul XI—4 aceste valori sînt subliniate.

Stratul nucleonic IV cuprinde nivelul $1f_{7/2}$, care poate fi ocupat de un număr maxim de opt nucleoni și explică apariția numărului magic 28. Nucleele care aparțin acestui strat ($^{45}_{21}Sc_{24}$, $^{43}_{20}Ca_{23}$, $^{51}_{23}V_{28}$, $^{49}_{22}Ti_{27}$, $^{59}_{27}Co_{22}$) au spinul nuclear $I = 7/2$ în starea fundamentală. Este de menționat că al patrulea strat neutronic nu se completează începînd cu un neutron, deoarece nucleul cu $N = 21$ nu este stabil. Din această cauză, primul nucleu par-impar este $^{43}_{20}Ca_{23}$, cu 23 de neutroni dintre care 20 ocupă primele trei straturi, iar ultimii trei sînt dispuși în stratul al patrulea. Nucleele cu cinci neutroni sau cinci protoni în stratul $1f_{7/2}$ ($^{47}_{22}Ti_{25}$, $^{55}_{25}Mn_{30}$) au spinul nuclear 5/2, ca urmare a cuplajului anormal. Starea fundamentală a acestor nuclee este deci $(1f_{7/2})^5_{5/2}$.

Stratul nucleonic V conține nivelele $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ și 1 $g_{9/2}$, care pot cuprinde un număr maxim de 22 nucleoni identici. Primul nivel care se completează este $2p_{3/2}$, fapt confirmat de spinul nuclear $I = 3/2$ al nucleelor : $^{63}_{29}Cu$, $^{65}_{29}Cu$, $^{69}_{31}Ga$, $^{71}_{31}Ga$, $^{53}_{24}Cr_{29}$, $^{57}_{26}Fe_{31}$, precum și de valorile momentelor magnetice. Deși nivelul $2p_{3/2}$ conține numai patru nucleoni identici, valoarea de 3/2 a spinului nuclear se întîlnește și la nucleele cu 5, 7 și 9 protoni în stratul V : $^{75}_{33}As$, $^{79}_{35}Br$, $^{81}_{35}Br$, $^{87}_{37}Rb$, unde începe să se ocupe și nivelul $1f_{7/2}$. Configurația protonică a acestor nuclee, care să determine spinul $I = 3/2$, se realizează ca urmare a influenței energiei de împerechere δ asupra ordinii de completare a nivelelor. Ținînd seama de valoarea pozitivă a momentelor electrice nucleare de cuadrupol a acestor nuclee, se îndeplinește condiția (XI, 3—20), care indică următoarele configurații protonice : $(p_{3/2})^3$ $(f_{5/2})^2$ pentru $^{75}_{33}As$, $(p_{3/2})^3$ $(f_{5/2})^4$ pentru $^{79}_{35}Br$ sau $^{81}_{35}Br$ și $(p_{3/2})^3$ $(f_{5/2})^6$ pentru $^{87}_{37}Rb$.

[1] B. Flowers, *Proc. Roy. Soc.*, A **212**, 248 (1952).

Nivelele $2p_{3/2}$ şi $1f_{5/2}$ sînt complet ocupate pentru un număr de 38 nucleoni identici. Următoarele nivele sînt $2p_{1/2}$ şi $1g_{9/2}$, care sînt foarte apropiate între ele, după cum rezultă din schema de nivele prezentată în figura XI—9. Datele experimentale confirmă pe deplin această prevedere. Nucleele cu Z cuprins între 39 şi 50 au în starea fundamentală spinul nuclear egal cu 3/2 sau 9/2, ceea ce demonstrează suprapunerea pronunţată a nivelelor $2p_{3/2}$ şi $1g_{9/2}$. Această configuraţie este confirmată şi de fenomenul de izomerie nucleară. Caracteristicile prezentate mai sus sînt valabile şi pentru nucleele la care $39 \leqslant N \leqslant 50$. O excepţie importantă de la regulile de cuplaj Mayer-Jensen o constituie nucleul $^{79}_{34}Se_{45}$, la care valoarea experimentală a spinului nuclear de 7/2 este interpretată prin cuplajul anormal $I = j - 1$. Configuraţia neutronică a acestui nucleu este deci: $(g_{9/2})^7_{7/2}$.

Stratul nucleonic VI este constituit din nivelele $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ şi $1h_{11/2}$ şi conţine 32 de nucleoni; la ocupare completă formează numărul magic 82. Conform modelului, nucleele impare din acest strat au spinii nucleari 7/2, 5/2, 3/2, 1/2 sau 11/2. Datele experimentale confirmă aceste valori cu excepţia ultimei, $I = \frac{11}{2}$, care nu apare la nici un nucleu stabil în stare fundamentală. O bună verificare a modelului o oferă absenţa spinului 9/2 printre valorile experimentale.

În stratul al şaselea este clar evidenţiată experimental diferenţa în ordinea de ocupare a nivelelor cu protoni şi neutroni, ca urmare a creşterii interacţiei repulsive dintre protoni. Pentru protoni, ordinea de ocupare este: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, iar pentru neutroni: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$. Din această cauză, nivelele cu moment cinetic mai mare sînt ocupate cu preferinţă de protoni decît de neutroni. Această caracteristică este confirmată şi de faptul că nucleele impar-pare au în marea lor majoritate valori mari ale spinului nuclear, iar cele mai multe nuclee par-impare au spinul mic, de cele mai multe ori 1/2.

Primii 14 nucleoni din stratul VI completează nivelele $1g_{7/2}$ (8 nucleoni) şi $2d_{5/2}$ (6 nucleoni). Deoarece aceste două nivele au energiile foarte mult apropiate între ele, ordinea de ocupare este dependentă de anumiţi factori, cum ar fi numărul de neutroni sau de protoni din nucleu. Aşa de exemplu, spinul nuclear al nucleului $^{123}_{51}Sb_{73}$ cu un proton în stratul VI, este 7/2, ceea ce arată că acesta ocupă nivelul $1g_{7/2}$, cu $l = 4 \left(j = 4 - \frac{1}{2} = \frac{7}{2} \right)$. Un alt izotop al stibiului, $^{121}_{51}Sb_{70}$, cu doi neutroni mai puţin decît primul, are spinul nuclear 5/2, dovedind că ocuparea stratului al şaselea începe cu nivelul $2d_{5/2}$. Următorii 18 nucleoni completează nivelele $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ şi $3s_{1/2}$. Datele de spectroscopie nucleară γ şi β au arătat că nivelul $1h_{11/2}$ este foarte apropiat de nivele $2d_{3/2}$ şi $3s_{1/2}$. Deoarece nu se cunosc nuclee stabile cu spinul nuclear 11/2 în starea fundamentală, se presupune că nivelul $1h_{11/2}$ se completează prin perechi de nucleoni. În ocuparea nivelelor nucleonice din stratul VI, s-a observat, de asemenea, influenţa energiei de împerechere asupra ordinii de completare.

Pentru nucleele cu $65 \leqslant N \leqslant 75$ nivelul fundamental este $3s_{1/2}$, după care urmează $2d_{3/2}$, în timp ce pentru nucleele cu $65 \leqslant Z \leqslant 75$,

nivelul fundamental este $1g_{7/2}$ sau $2d_{5/2}$. La nucleele cu $75 \leqslant Z \leqslant 81$, ultimele nivele care se completează cu protoni sînt $2d_{3/2}$ și $3s_{1/2}$.

Stratul nucleonic VII cuprinde nivelele $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, $1i_{13/2}$, $1i_{11/2}$, care pot fi ocupate de 44 nucleoni; la ocupare completă formează numărul magic 126. Există numai șapte nuclee cu $Z > 82$, impar, avînd ultimii protoni în stratul al șaptelea, pentru care se cunosc valorile experimentale ale spinului nuclear. Dintre acestea, numai pentru $^{209}_{83}$Bi spinul $I = 9/2$, determinat experimental, concordă cu valoarea prevăzută teoretic. La nucleele cu N impar, avînd ultimii neutroni în stratul VII, valorile experimentale sînt în bun acord cu indicațiile teoretice ale modelului. O bună confirmare a modelului o oferă nucleul $^{207}_{82}Pb_{125}$ cu 125 neutroni, avînd în stratul al șaptelea cel mai mare număr impar de neutroni (43), care în starea fundamentală $3p_{1/2}$ are spinul nuclear $I = 1/2$.

În stratul VII există multe abateri de la modelul Mayer-Jensen, care în mare măsură sînt determinate de deformarea nucleelor sferice grele.

În general, se poate afirma că datele experimentale acumulate cu privire la stările fundamentale ale nucleelor impare sînt în bună concordanță cu schema de nivele elaborată de modelul Mayer-Jensen și confirmă — cu unele excepții — existența în nuclee a unei mișcări individuale a nucleonilor.

Stările excitate ale nucleelor impare se realizează prin participarea stărilor individuale ale nucleonilor sau a stărilor colective de mișcare a acestora. În prima reprezentare, se consideră că excitarea unui nucleu are loc prin ridicarea unui nucleon de pe un nivel energetic al unui strat, la un nivel de energie mai mare, aparținînd altui strat. Această interpretare este preluată prin analogie cu excitarea electronică. Energia stărilor excitate la nivelul nucleului este ordinul MeV (în atom, energia de excitare este de ordinul eV).

Nucleul impar în stare fundamentală se consideră format dintr-un nucleu magic cu excedent sau deficit de un nucleon. Nucleonul neîmperecheat se află pe un nivel superior caracterizat de numerele cuantice n, l și j. Deoarece nucleul magic are straturile nucleonice complet ocupate, spinul nuclear al miezului, I_{miez}, este zero; $I_{miez} = \sum_{-j}^{+j} j_z = 0$. Spinul total al nucleului este dat de spinul nucleonului nepereche: $I = I_{miez} + j = j$. Paritatea π este dată de produsul: $\pi = \pi_{miez} \cdot (-1)^l$. Deoarece fiecare strat complet are $2p + 1$ nucleoni, $\pi_{miez} = [(-1)^l]^{2j+1} = +1$. Ca exemplu, fie nucleul $^{19}_{8}O_{11}$, cu trei neutroni în stratul nucleonic III. După cum se poate vedea în figura XI—12, cei trei neutroni pot ocupa trei nivele neutronice $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ și $1d_{3/2}$, în nouă configurații diferite. Termenii corespunzători fiecărei configurații, obținuți din cuplarea momentelor orbitale, sînt redați în partea dreaptă a figurii. Stările energetice ale nucleului $^{19}_{8}O$ sînt combinații lineare ale acestor termeni cu aceeași mărime I^{π}. La nucleele grele: $^{209}_{82}Pb_{127}$, cu exces de un neutron față de nu-

mărul magic 126, și $^{209}_{83}Bi_{126}$, cu exces de un proton față de numărul magic 82, așa cum rezultă din figura XI—9, configurația neutronică, în starea fundamentală, a nucleului $^{209}_{82}Pb$ este $(g_{9/2})^{+1}$, cu $j = 9/2$ și $\pi = +1$, $I^{\pi} = 9/2^{+}$ $\left(j = 9/2 = l + \frac{1}{2}, \text{ cu } l = 4\right)$; configurația protonică, în starea fundamentală, a nucleului $^{209}_{83}Bi$ este: $(h_{9/2})^{+1}$ cu $j = 9/2$ și $\pi = -1$, $I^{\pi} = 9/2^{-}$ $\left(j = 9/2 = l - \frac{1}{2}, \text{ cu } l = 5\right)$. Ca exemplu de nuclee dublu

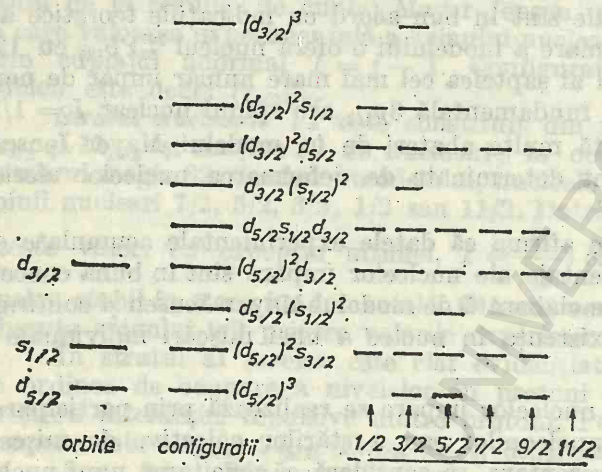


Fig. XI—12. — Configurațiile neutronice în $^{19}_{8}O_{11}$.

magice cu un „gol" nucleonic fie nucleele $^{207}_{82}Pb_{125}$, cu un gol neutronic, și $^{207}_{81}Tl_{126}$, cu un gol protonic. Configurațiile nucleonice ale acestor nuclee în stare fundamentală sînt $(s_{1/2})^{-1}$ și $(p_{1/2})^{-1}$, unde semnul minus indică golul neutronic sau protonic. În figura XI—13 este prezentată secvența de nivele energetice, calculate și observate, situate în vecinătatea nivelului Fermi, pentru nucleul dublu magic $^{208}_{82}Pb_{126}$, din care rezultă stările fundamentale ale celor patru nuclee impare:

$^{209}_{82}Pb_{127}$ ($^{208}_{82}Pb_{126} + 1$ neutron),
$^{209}_{83}Bi_{126}$ ($^{208}_{82}Pb_{126} + 1$ proton),
$^{207}_{82}Pb_{125}$ ($^{208}_{82}Pb_{126} - 1$ neutron),
$^{207}_{81}Tl_{126}$ ($^{208}_{82}Pb_{126} - 1$ proton).

Primele stări excitate ale nucleelor cu excedent de un nucleon, $^{209}_{82}Pb$, $^{209}_{83}Bi$ se realizează prin ridicarea nucleonului pe nivele energetice superioare nivelului Fermi al nucleului dublu magic $^{209}_{82}Pb_{126}$, miezul păstrînd ocuparea completă ideală. Dacă energia de excitare depășește 3 MeV (lărgimea nivelului Fermi) este posibilă expulzarea unui nucleon din miezul nuclear și ridicarea pe un nivel superior. Așa de exemplu, printr-un astfel de proces, la nucleul $^{209}_{82}Pb$, este expulzat un neutron de pe nivelul $p_{1/2}$ și ridicat pe nivelul $g_{9/2}$. Configurația neutronică a nucleului excitat este $(g_{9/2})^{+2} \cdot (s_{1/2})^{-1}$, cu doi neutroni pe nivelul $g_{9/2}$ și un gol neutronic în nivelul $s_{1/2}$.

Primele stări excitate ale nucleelor $^{207}_{82}Pb$ și $^{207}_{81}Tl$, apar prin formarea de goluri neutronice sau protonice în straturile nucleonice din ce în ce mai

profunde. Pentru exemplificare, în figura XI—14 se redă secvența nivelelor de energie și valorile I^{π} corespunzătoare pentru nucleele uniparticulă $^{209}_{82}Pb_{127}$, $^{209}_{83}Bi_{126}$ și nucleele unigol $^{207}_{82}Pb_{125}$, $^{207}_{81}Tl_{126}$.

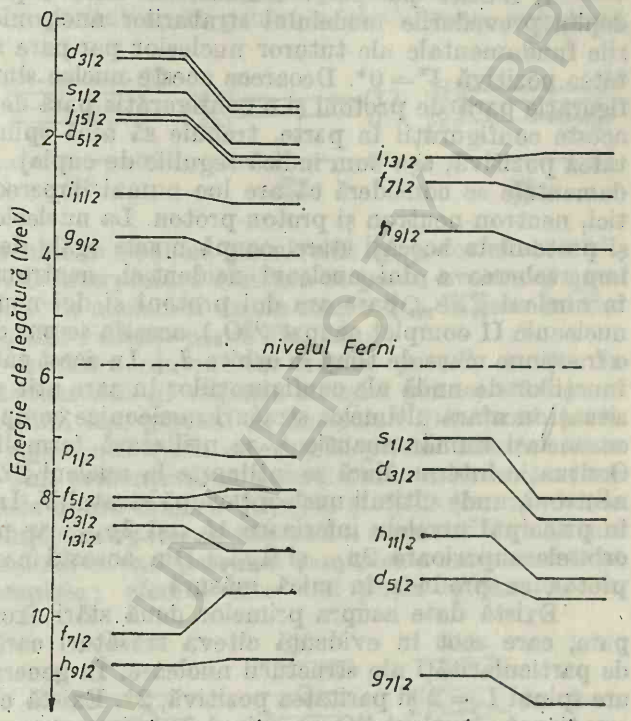


Fig. XI — 13. — Secvența de nivele (calculată și observată) situate în vecinătatea nivelului Fermi pentru nucleul dublu magic $^{208}_{82}Pb_{126}$.

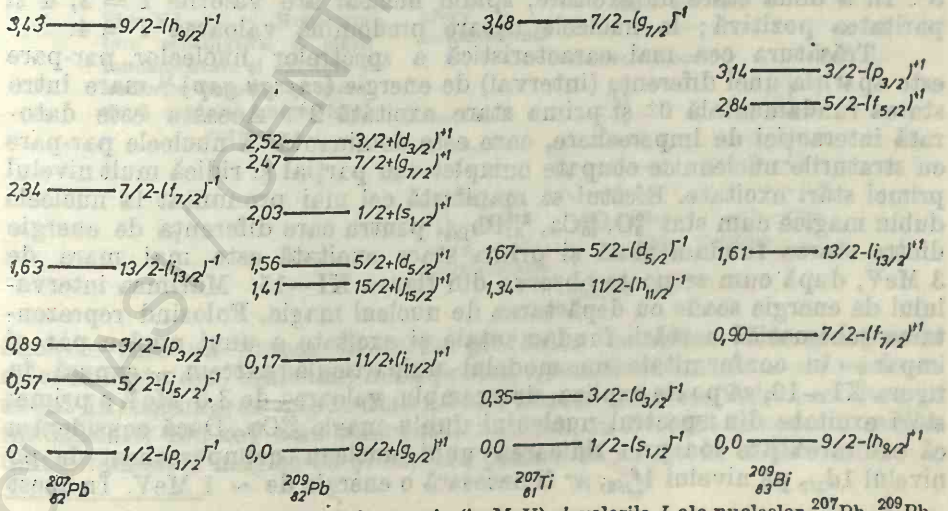


Fig. XI—14. — Secvența nivelelor de energie (în MeV) și valorile I ale nucleelor $^{207}_{82}Pb$, $^{209}_{82}Pb$, $^{207}_{81}Tl$ și $^{209}_{83}Bi_{126}$.

BCU ASTRONOMIE CENTRALA UNIVERSITARA LIBRARY

DATE EXPERIMENTALE CU PRIVIRE LA NUCLEELE PARE

a) *Nuclee par-pare.* Numeroase date experimentale confirmă pe deplin prevederile modelului straturilor nucleonice, conform cărora stările fundamentale ale tuturor nucleelor par-pare au spinul $I = 0$ şi paritatea pozitivă $I^\pi = 0^+$. Deoarece aceste nuclee sînt formate dintr-o configuraţie pară de protoni şi o configuraţie pară de neutroni, fiecare dintre aceste configuraţii în parte, trebuie să aibă spinul nuclear zero şi paritatea pozitivă, aşa cum indică regulile de cuplaj. În tratarea stărilor fundamentale se consideră că are loc numai împerecherea nucleonilor identici, neutron-neutron şi proton-proton. La nucleele uşoare, unde neutronii şi protonii în aceeaşi stare, ocupă nivele egale de energie, este posibilă şi împerecherea a doi nucleoni neidentici, neutroni-protoni. De exemplu, în nucleul $^{20}_{10}Ne_{10}$, care are doi protoni şi doi neutroni în afara stratului nucleonic II complet ocupat ($^{16}_{8}O_8$), aceştia se pot cupla deoarece se găsesc o fracţiune mare de timp în orbita $d_{5/2}$. În acest caz, pentru determinarea funcţiilor de undă ale configuraţiilor în care atît protonii cît şi neutronii, situaţi în afara ultimelor straturi nucleonice complete, se află pe un nivel cu acelaşi număr cuantic j, se utilizează formalismul spinului izobaric. O situaţie intermediară se întîlneşte la nucleul $^{70}_{30}Zr_{40}$, cu 30 protoni şi 40 neutroni, unde ultimii nucleoni ocupă stratul V. În acesta, protonii ocupă în principal nivelele inferioare $1f_{5/2}$ şi $2p_{3/2}$, iar neutronii se plasează pe orbitele superioare $2p_{1/2}$ şi $1g_{9/2}$. Din această cauză, cuplarea neutron-proton se produce în mică măsură.

Există date asupra primelor două stări excitate ale nucleelor par-pare, care scot în evidenţă cîteva trăsături caracteristice, determinate de particularităţi ale structurii nucleare. În general, prima stare excitată are spinul $I = 2$ şi paritatea pozitivă, 2^+. Există cîteva excepţii demne de menţionat: nucleul $^{16}_{8}O$ cu spinul în prima stare excitată $I = 0$ şi paritatea pozitivă, 0^+ şi nucleul $^{208}_{82}Pb$ cu spinul $I = 3$ şi paritatea negativă, 3^-. În a doua stare de excitare, spinul nuclear are valorile $I = 2, 4$ şi paritatea pozitivă; la nucleele uşoare predomină valoarea $I = 4$.

Trăsătura cea mai caracteristică a spectrelor nucleelor par-pare este apariţia unei diferenţe (interval) de energie (*energy gap*) [1] mare între starea fundamentală 0^+ şi prima stare excitată 2^+. Aceasta este datorată interacţiei de împerechere, care este dominantă la nucleele par-pare cu straturile nucleonice ocupate complet sau parţial şi ridică mult nivelul primei stări excitate. Efectul se manifestă cel mai pronunţat la nucleele dublu magice cum sînt $^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{208}_{82}Pb_{126}$, pentru care diferenţa de energie dintre starea fundamentală şi prima stare excitată este mai mare de 3 MeV, după cum se poate observa din figura XI—15. Mărimea intervalului de energie scade cu depărtarea de nucleul magic. Folosind reprezentarea schematică a stării fundamentale şi excitate a unui nucleu par şi impar — în conformitate cu modelul uniparticulă extrem — expusă în figura XI—16, se poate explica, de exemplu, valoarea de 3,5 MeV a primei stări excitate din spectrul nucleului dublu magic $^{40}_{20}Ca$. Dacă considerăm că excitarea are loc prin ridicarea unui nucleon neîmperecheat de pe nivelul $1d_{3/2}$ pe nivelul $1f_{7/2}$, ar fi necesară o energie de $\sim$ 1 MeV. În acest

[1] A. Bohr, B. Mottelson, *Phys. Rev.*, **110**, 936 (1958).

nucleu par este necesară şi ruperea legăturii din perechea nucleonică, care este ~ 2,5 MeV, reprezentînd energia de împerechere pentru nucleoni, la $Z(N) = 20$. Ambele valori dau astfel energia primei stări de excitare a nucleului $^{40}_{20}Ca$. Spinul şi paritatea, 0^+ pentru această stare, sugerează

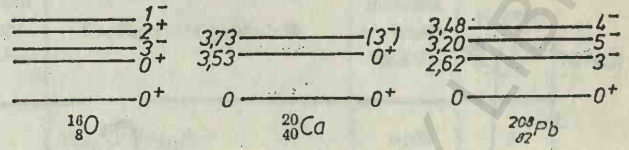


Fig. XI—15. — Spectrele nucleelor dublu magice $^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{208}_{82}Pb$.

ca posibilă ridicarea perechii nucleonice pe nivelul $1f_{7/2}$, formînd configuraţia : $(1d_{3/2})^{-2} \cdot (1f_{7/2})^2$. O interpretare similară se poate avansa şi pentru prima stare excitată, 0^+ a nucleului dublu magic $^{16}_{8}O$, la care cei doi nucleoni din nivelul $1p_{1/2}$ sînt ridicaţi pe nivelul $1d_{5/2}$.

Analiza spectrelor nucleare ale multor nuclee pare [1], scoate în evidenţă o comportare sistematică în variaţia energiei primei stări excitate cu numărul de neutroni sau protoni al nucleului. Din examinarea figurii XI—17, unde se reprezintă variaţia energiei primei stări excitate cu numărul de neutroni, sînt evidenţiate în primul rînd valorile maxime ale energiei pentru nucleele dublu magice $^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$ şi $^{208}_{82}Pb$ (cu straturile de neutroni şi protoni complet ocupate) ca expresie a structurii în straturi a nucleului. Valori apreciabile se înregistrează la nucleele care au numai straturile neutronice complete; efectul este mai puţin pronunţat la

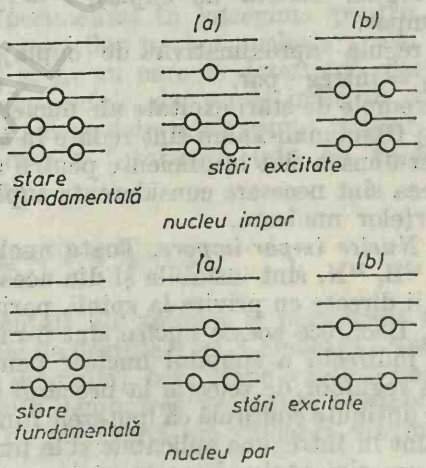


Fig. XI—16. — Reprezentare schematică a stării fundamentale şi excitate a nucleelor impare şi pare, după modelul uniparticulă extrem.

nucleele care au numai straturile protonice complete. Energia primei stări excitate este mult mai mică pentru nucleele cu numărul de nucleoni situat în regiunea de mijloc dintre două numere magice. Valori minime de aproximativ 100 keV s-au observat la nucleele cu Z situat în zona de mijloc dintre numerele magice 50 şi 82, sau pentru N situat la mijloc între nu-

[1] M. Goldhaber, A. Sunyar, *Phys. Rev.*, **83**, 906 (1961); G. Scharff-Goldhaber *Phys. Rev.*, **90**, 587 (1953).

merele magice 82 și 126. Pentru nucleele grele cu $Z > 82$ și $N > 126$, energia primei stări excitate se reduce pînă la 50 keV.

Cu ajutorul modelului Mayer-Jensen, Glaubman [1] și Talmi [2] au stabilit regularități pentru determinarea spinului și parității nucleelor par-pare excitate. Dacă j_1 și l_1 sînt numerele cuantice ale nucleonului

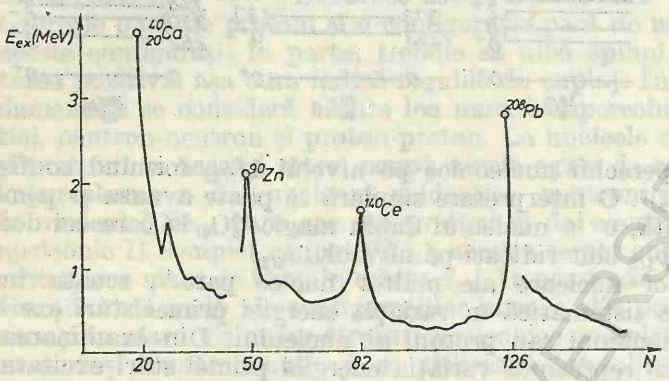


Fig. XI — 17. — Variația energiei primei stări excitate a nucleelor pare cu numărul de neutroni.

ridicat pe nivelul de excitare și j_2, l_2 sînt numerele cuantice ale nucleonului nepereche, rămas pe nivelul fundamental, inițial ocupat de nu număr par de nucleoni, atunci datele experimentale se pot interpreta cu ajutorul a două reguli de cuplaj:

— regula strictă de cuplaj, $I = |j_1 - j_2|$, dacă $j_1 + j_2 + l_1 + l_2 =$ întreg impar.

— regula aproximativă de cuplaj, $I \geqslant |j_1 - j_2|$, dacă $j_1 + j_2 + l_1 + l_2 =$ întreg par.

Cîteva exemple de stări excitate ale nucleelor par-par care verifică regulile de cuplaj Glaubman-Talmi sînt redate în tabloul XI—2. Ipotezele modelului Mayer-Jensen sînt insuficiente pentru a explica aceste reguli de cuplaj și de aceea sînt necesare considerente suplimentare referitoare la proprietățile forțelor nucleare.

b) *Nuclee impar-impare.* Toate nucleele impar-impare, cu excepția ^2H, ^6Li, ^{10}B, ^{14}N, sînt instabile și din această cauză nu s-au putut obține informații directe cu privire la spinii, parităților și momentele nucleare ale acestora. Deoarece aceste nuclee sînt β-radioactive, a fost posibilă determinarea indirectă a spinului nuclear pentru majoritatea nucleelor, prin aplicarea regulilor de selecție la procesul de dezintegrare β-nucleară. Rezultatele obținute confirmă că ipotezele fundamentale ale modelului Mayer-Jensen sînt în întregime aplicabile și la nucleele impar-impare. În general, valorile experimentale ale momentelor magnetice concordă cu cele teoretice, calculate după configurațiile neutronice sau protonice indicate de model, cu excepția nuclizilor $^{58}_{27}Co$ și $^{60}_{27}Co$.

Nucleul impar-impar se consideră format dintr-un număr par de neutroni și protoni (cu spinul nuclear nul și paritatea pozitivă), un proton nepereche situat pe un nivel cu numărul cuantic j_p și un neutron nepereche

[1] M. Glaubman, *Phys. Rev.*, **90**, 1000 (1953).
[2] I. Talmi, *Phys. Rev.*, **90**, 1001 (1953).

TABLOUL XI—2

Stări excitate ale nucleelor par-pare

Nuclidul	Specia de nucleoni în configurația probabilă	Configurația probabilă	Energia nivelului (MeV)	Spinul și paritatea I^π
$^{16}_{8}O_8$		$(1p_{1/2})^1(1d_{5/2})^1$	6,05	3^-
$^{28}_{14}Si_{14}$		$(1d_{5/2})^{-1}(1s_{1/2})^1$	1,38	3^+
$^{38}_{18}Ar_{20}$	protoni	$(1d_{3/2})^1(1f_{7/2})^1$	3,75	3^-
$^{88}_{38}Sr_{50}$	,,	$(1p_{3/2})^{-1}(1g_{9/2})^1$	2,76	3^-
$^{204}_{82}Pb_{122}$	neutroni	$(1i_{13/2})^{-1}(1p_{3/2})^{-1}(1p_{1/2})^{-2}$	1,27	7^-
$^{208}_{82}Pb_{126}$	neutroni	$(1p_{1/2})^1(1g_{9/2})^1$	3,48	4^-
$^{210}_{84}Po_{126}$	protoni	$(1h_{9/2})^1(1i_{13/2})^1$		5^-
$^{30}_{14}Si_{16}$	protoni	$(1d_{5/2})^{-1}(1s_{1/2})^1$	2,25	2^+
$^{30}_{14}Si_{16}$	neutroni	$(1s_{1/2})^{-1}(1d_{3/2})^1$	2,25	2^+
$^{50}_{22}Ti_{28}$	protoni	$(1f_{7/2})^1(1p_{3/2})^1$	1,58	2^+
$^{50}_{22}Ti_{28}$	neutroni	$(1f_{7/2})^{-1}(1p_{3/2})^1$	1,58	2^+
$^{40}_{20}Ca_{20}$		$(1d_{3/2})^{-1}(1f_{7/2})^1$	3,90	

aflat pe un nivel cu numărul cuantic j_n. Aceste două numere cuantice determină proprietățile și mărimile stării fundamentale ale nucleelor impar-impare, fapt verificat experimental în întregime pentru nucleele ușoare și în marea majoritate a cazurilor pentru nucleele grele. Modelul Mayer-Jensen dă valorile lui j_p și j_n, cu care se determină paritatea și momentul magnetic al stării fundamentale, dar nu dă indicații cu privire la regulile de cuplaj ale lui j_p și j_n, care determină spinul nuclear I al nucleului. Singura informație pe care o furnizează este că valoarea lui I poate fi cuprinsă între limitele:

$$j_p - j_n \leqslant I \leqslant j_p + j_n$$

Studiind valorile experimentale ale spinilor și parităților nucleelor impar-impare, obținute din datele de dezintegrare β-nucleară, Nordheim [1] a formulat două reguli empirice de cuplaj, care reduc valorile posibile ale lui I. Prima regulă, cunoscută sub denumirea de regula *aproximativă* de cuplaj, arată că spinul nuclear de preferință are valoarea maximă:

$$I = |j_p + j_n| \qquad \text{(XI, 4—1)}$$

dacă momentul cinetic orbital și momentul cinetic propriu al neutronului și protonului sînt paralele: $j_p = l_p + \frac{1}{2}$ și $j_n = l_n + \frac{1}{2}$, sau antiparalele:

[1] L. Nordheim, *Phys. Rev.*, 23, 322 (1951).

$j_p = l_p - \frac{1}{2}$ şi $j_n = l_n - \frac{1}{2}$. A doua regulă, numită regula *strictă* de cuplaj, arată că spinul nuclear ia valoarea:

$$I = |j_p - j_n| \qquad \text{(XI, 4-2)}$$

dacă un nucleu se află pe un nivel cu moment cinetic orbital şi moment cinetic propriu paralele, iar celălalt nucleon pe un nivel cu momente antiparalele: $j_p = l_p + \frac{1}{2}$ şi $j_n = l_n - \frac{1}{2}$ sau $j_p = l_p - \frac{1}{2}$ şi $j_n = l_n + \frac{1}{2}$. Cîteva exemple care susţin concordanţa dintre valorile măsurate experimental ale spinului nuclear şi cele date de regulile lui Nordheim, sînt grupate în tabloul XI—3. Pentru $^{40}_{19}K$ valoarea măsurată este în contradicţie cu cea

TABLOUL XI—3

Valorile experimentale şi teoretice ale spinului nuclear pentru unele nucle impar-impare

Nuclidul	Nivelul pe care se află nucleonul nepereche		$I_{exp.}$	$I_{teoretic}$
	proton	neutron		
$^{2}_{1}H$	$1s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	1	1
$^{10}_{5}Be$	$1p_{3/2}$	$1p_{3/2}$	3	$1 \div 3$
$^{14}_{7}N$	$1p_{1/2}$	$1p_{1/2}$	1	1
$^{42}_{19}K$	$1d_{3/2}$	$1f_{7/2}$	2	2
$^{50}_{23}V$	$1f_{7/2}$	$1f_{7/2}$	6	$1 \div 7$

prevăzută de regulile de cuplaj.

5. MODELUL UNIPARTICULĂ

Modelul unparticulă extrem, în care nucleele impare sînt asimilate cu un singur nucleon ce se mişcă în cîmpul selfconsistent nuclear, reprezintă cea mai simplificată formă de explicare a structurii nucleare şi ca urmare, a cunoscut doar succese limitate. Majoritatea nucleelor conţin însă mai mulţi nucleoni sau mai multe goluri în afara stratului nucleonic complet. Pentru explicarea cantitativă a proprietăţilor acestor nuclee (ca de exemplu spectrele nucleare) se utilizează versiunea nesimplificată a modelului straturilor nucleonice, cunoscută sub denumirea de *modelul uniparticulă*, potrivit căruia peste mişcarea independentă a nucleonilor se suprapune efectul perturbator al interacţiilor nucleonice reziduale, care nu au fost incluse în potenţialul mediu comun. Contribuţia interacţiilor reziduale devine mai importantă dacă numărul nucleonilor din afara miezului nuclear este mai mare. Luarea în considerare a interacţiilor reziduale permite explicarea cantitativă a multor proprietăţi nucleare şi a altora neexplicate de modelul simplificat.

Pentru o configurație pură de nucleoni $(n, l, j)^{\lambda}$, considerind că interacțiile reziduale sînt mici, acestea pot fi tratate ca perturbații și se poate aplica metoda perturbațiilor. Experiența a arătat însă, că interacțiile reziduale sînt mari, avînd același ordin de mărime cu distanța dintre nivelele nucleare de energie și din această cauză nu mai poate fi utilizată metoda perturbațiilor. Tratarea cantitativă este complexă, deoarece interacțiile reziduale conduc la amestecul de configurații nucleonice și se folosesc metode adecvate de calcul. Datele experimentale au demonstrat că modelul particulelor independente cu interacții reziduale descrie destul de bine starea nucleelor la energii joase de excitare.

O problemă importantă este stabilirea naturii interacțiilor reziduale care descriu corect datele experimentale. Pentru aceasta, s-a elaborat un model care consideră două tipuri extreme de interacție reziduală: interacția de scurtă distanță și interacția de lungă distanță. Interacția reziduală de scurtă distanță corelează un număr mic de nucleoni, care la limită este interacția de împerechere. Interacția de lungă distanță corelează un număr mare de nucleoni și dă naștere la stările colective. Interacțiile de lungă distanță se mai numesc și interacții cuadrupol-cuadrupol.

Dacă forța de interacție binucleonică se dezvoltă după armonicile sferice, se obține relația [1]:

$$V(\mathrm{r}_1 - \mathrm{r}_2) = \sum_i f_i(r_1, r_2) P_i(\cos \omega_{12})$$

Termenul de ordin zero poate fi introdus în cîmpul nuclear selfconsistent, iar termenul de ordinul întîi exprimă oscilațiile centrului de greutate. În calculul spectrului de joasă excitație se ia termenul cu $i = 2$, care aproximează suficient de bine forțele de lungă distanță:

$$V(\mathrm{r}_1 - \mathrm{r}_2) \simeq f_2 P_2 (\cos \omega_{12})$$

Conform teoremei de adunare a funcțiilor sferice, funcția $P_2(\cos \omega_{12})$ poate fi scrisă sub forma:

$$P_2(\cos\omega_{12}) \simeq \sum_m Y^{*(1)}_{2m} \cdot Y^{(2)}_{2m}$$

și de aceea interacțiile de lungă distanță se numesc interacții cuadrupol-cuadrupol.

Contribuția acestor două forme de interacție la interacția reziduală totală este diferită, în funcție de structura nucleonică a nucleelor [2].

Deoarece energia de legătură a celor λ nucleoni exteriori este proporțională cu λ la interacția de împerechere și cu λ^2 la interacția de cuadrupol, pentru a asigura energia minimă, rezultă că pentru un număr mic de nucleoni exteriori predomină interacția de împerechere, care conduce la existența nucleelor sferice, iar pentru un număr mare de nucleoni exteriori, predomină interacția de cuadrupol, care determină existența

---

[1] O. Nathan, G. Nilson, în „Alpha-Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., vol. I, cap. X, p. 604.

[2] D. Brink, *Progr. Nucl. Phys.*, 8. 99 (1960).

nucleelor deformate. Datele experimentale acumulate demonstrează într-adevăr existența a două tipuri de nuclee: nucleele sferice în jurul numerelor magice și nucleele deformate în regiunea dintre două numere magice.

Modelul uniparticulă consideră nucleul format din mai multe straturi nucleonice complete, care conțin numărul maxim de neutroni și de protoni prevăzut de principiul lui Pauli și un strat nucleonic incomplet ocupat în care se găsesc λ nucleoni „liberi". Configurația nucleonică este de forma:

$$(n_1 l_1 j_1)^{2(2j_1+1)} \cdot (n_2 l_2 j_2)^{2(2j_2+1)} \ldots (n_i l_i j_j)^{2(2j_i+1)} \cdot (nlj)^{\lambda} \qquad \text{(XI, 5—1)}$$

unde $(nlj)^{\lambda}$ poate cuprinde mai multe configurații. În acest model proprietățile nucleului sînt determinate de configurația nucleonilor liberi și funcția de undă nucleară Ψ_ν este dată de determinantul Slater:

$$\Psi_\nu = \begin{vmatrix} \Psi_{\nu_1}(r_1) & \ldots & \Psi_{\nu_1}(r_\lambda) \\ \vdots & & \vdots \\ \Psi_{\nu_\lambda}(r_1) & \ldots & \Psi_{\nu_\lambda}(r_\lambda) \end{vmatrix} \equiv (nlj)^{\lambda} \qquad \text{(XI, 5—2)}$$

unde $\Psi_{\nu_i}(r_i)$ reprezintă un set complet, ortonormat, de funcții de undă uniparticulă, r_i este vectorul de poziție și ν_i indică numerele cuantice respective. Ecuația (XI, 5—2) presupune că nucleonii se mișcă independent și deoarece singurele corelații nucleonice posibile sînt determinate de principiul lui Pauli, funcția de undă nucleară este total antisimetrică. Toate stările de λ nucleoni cu aceleași numere cuantice (nlj) sînt degenerate. Introducerea interacțiilor reziduale perturbatoare are ca efect ridicarea degenerării nivelelor energetice ale sistemului nuclear. Pentru un sistem de λ nucleoni între care au loc interacții reziduale binucleonice v_{ij}, calculul corecției de energie datorată interacției reziduale totale Σv_{ij} ridică probleme complexe [1] ca: determinarea bazei în care determinantul secular se scrie în forma cea mai simplă și calculul elementelor de matrice ale interacției. Sistemul format din doi nucleoni exteriori în interacție prezintă importanță deosebită, datorită simplității calculelor și utilității în tratarea sistemelor polinucleonice. Calculul corecției la energie, pe care o introduce interacția reziduală binucleonică, permite calculul nivelelor de energie pentru nucleele cu doi nucleoni în afara straturilor nucleonice complete, de exemplu: ${}^{18}_{8}O_{10}$, ${}^{42}_{20}Ca_{22}$, ${}^{42}_{21}Sc_{21}$, ${}^{50}_{28}Ti_{22}$, deoarece ordinea și distanțele relative ale nivelelor de energie pentru configurația $j^{2j+1}\, j'^{\lambda}$ sînt aceleași ca și pentru configurația j'^{λ}. Mai întîi este necesară cunoașterea formei interacției reziduale binucleonice care apare în hamiltonianul (XI, 2—2). Dintre proprietățile pe care această interacție trebuie să le satisfacă, se menționează: a) simetria la permutarea nucleonilor, b) dependența de coordonatele relative $\mathbf{r}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ și $\mathbf{p}_{ij} = (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)$, pentru a asigura invarianța la translații, c) invarianța la rotații, d) în spațiul izospinului să fie un operator scalar (datorită independenței de sarcină

[1] A. De Shalit, I. Talmi, „Nuclear Shell Theory", Academic Press, 1963.

a forțelor nucleare), e) paritatea să fie pară, pentru a asigura invarianța la reflexii față de un punct. În calcule se introduc atît forțe centrale (în cele mai multe cazuri) cît și forțe spin-orbită sau tensoriale. Urmează apoi stabilirea bazei adecvate pentru diagonalizarea interacției binucleonice și calculul elementelor matricei de interacție pentru sistemul binucleonic [1] : $j^2\, I\,|v_{ij}|\,j^2\, I$.

Pentru ilustrare, se prezintă în figura XI—18 spectrul de energie al nucleului $^{18}_{8}O_{10}$, care conține doi neutroni în stratul nucleonic III. Cei

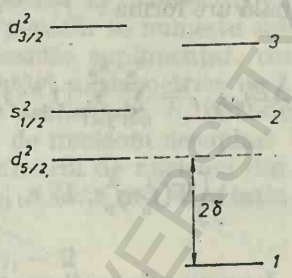


Fig. XI — 18. — Spectrul energetic al nucleului $^{18}_{8}O_{10}$.

doi neutroni se pot afla împerecheați pe nivelele $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ sau $1d_{3/2}$, cu configurațiile $(d_{5/2})^2_0$, $(s_{1/2})^2_0$, $(d_{3/2})^2_0$. Funcția de undă nucleară $\Psi(^{18}O)$ este de forma :

$$\Psi(^{18}O) = a(d_{5/2})^2_0 + b(s_{1/2})^2_0 + c(d_{3/2})^2_0 \qquad \text{(XI, 5—3)}$$

cu condiția :

$$a^2 + b^2 + c^2 = 1 \qquad \text{(XI, 5—4)}$$

În partea stîngă a figurii se indică nivelele de energie, așa cum rezultă din schema de nivele reprezentată în figura XI—9. Pentru simplificare, energia stării celei mai joase este luată zero. Ca urmare a interacției de împerechere, poziția relativă, reală a nivelelor este indicată în partea dreaptă a figurii. Se observă că interacția reziduală de împerechere coboară puțin nivelele superioare și are un efect pronunțat de coborîre asupra nivelului fundamental. Mărimea intervalului (*gap*) de energie se poate calcula aplicînd metoda perturbațiilor [2].

La sistemele polinucleonice, dintre problemele importante care trebuie rezolvate se menționează :

— Determinarea stărilor posibile ale sistemului de λ nucleoni descrise cu ajutorul funcțiilor de undă total antisimetrice și de moment cinetic total dat, ceea ce înseamnă determinarea momentelor cinetice care pot să apară la construirea funcțiilor de undă nucleare total antisimetrice, cu moment cinetic total I dat.

— Scrierea explicită a funcțiilor de undă nucleare total antisimetrice, cu moment cinetic total I dat, pentru configurația $(nlj)^\lambda$, utilizînd coeficienții de înrudire fracționară [3]. Acești coeficienți fac posibilă ex-

[1] I. Brânduș și colab., „Elemente de teoria nucleului", Edit. tehnică, 1969, p. 170.
[2] B. Cohen, op. cit., p. 94.
[3] *Coefficient of fractional parentage.*

primarea elementelor de matrice sub forma unor combinații lineare ale elementelor de matrice pentru o configurație de doi nucleoni [1].

— Calculul elementelor de matrice ale energiei pentru sistemul de λ nucleoni, între care există interacția reziduală biparticulă Σv_{ij}. Să considerăm un nucleu impar-impar de configurație neutronică $(n\,l\,j)^{\lambda_n}$, cu momentul unghiular total j_n și de configurație protonică $(n\,l\,j)^{\lambda_p}$, cu momentul unghiular total j_p. Momentul unghiular total rezultant I, va lua valori de la $|j_n - j_p|$ la $|j_n + j_p|$. Corecția la energie pe care o aduce interacția reziduală are forma :

$$\Delta E_{j_n, j_p, I} = \sum_{i=1}^{\lambda_n} \sum_{j=1}^{\lambda_p} [j_n^{\lambda_n} \cdot j_p^{\lambda_p} \cdot I \,|\, v_{ij} \,|\, j_n^{\lambda_n} \cdot j_p^{\lambda_p} \cdot I] =$$

$$= \int\int \Psi(j_n^{\lambda_n} j_p^{\lambda_p}, I) \,|\, v_{ij} \,|\, \Psi^*(j_n^{\lambda_n} j_p^{\lambda_p} I)\, \mathrm{d}\tau_n \mathrm{d}\tau_p \qquad \text{(XI, 5—5)}$$

unde $j_n^{\lambda_n}$ și $j_p^{\lambda_p}$ desemnează configurațiile nucleonice de λ_n neutroni și λ_p protoni. Matricele interacției reziduale între stări ale unui număr arbitrar de nucleoni se construiesc cu ajutorul elementelor de matrice biparticulă care conțin informații asupra cîmpului nuclear mediu și a interacției reziduale : $j^2 I \,|\, v_{ij} \,|\, j^2 I$. Pentru a evalua expresia (XI, 5—5) este necesară cunoașterea formei interacției reziduale, care depinde de proprietățile forțelor nucleare acceptate.

Elementele de matrice ale interacției reziduale servesc la calcularea nivelelor energetice. În multe cazuri, acestea concordă bine cu valorile determinate experimental, ceea ce constituie un indiciu al valabilității modelului straturilor nucleare.

Straturile nucleonice complete aduc, de asemenea, o contribuție la spectrele energetice ale nucleelor. În calculul corecției la energie se introduc mai întîi interacțiile reziduale pentru o configurație de strat nucleonic complet și apoi interacțiile reziduale pentru o configurație de strat nucleonic complet plus un nucleon din alt strat, adică de tipul $j^{2j+1} j'$. Această corecție se compune dintr-un termen care provine din interacțiile reziduale care au loc în interiorul stratului complet și un termen determinat de interacțiile nucleonului exterior cu nucleonii din stratul complet. Prin generalizarea calculului, se poate exprima corecția la energie în cazul interacției reziduale pentru o configurație de strat nucleonic complet plus λ nucleoni în ultimul strat, de tipul $j^{2j+1} j^{\lambda}$.

— Stabilirea unei clasificări mai fine a stărilor antisimetrice și cu spin nuclear total I din configurația pură de nucleoni identici $(n\,l\,j)^{\lambda}$, astfel încît anumite interacții să fie diagonale. Clasificarea după valorile I ale momentului cinetic total nu caracterizează complet stările total antisimetrice ale configurației $(n\,l\,j)^{\lambda}$, deoarece pentru un I determinat există în această configurație mai multe funcții de undă $|\, j^{\lambda} \cdot I >$ linear indepen-

[1] R. Bacher, S. Goudsmit, *Phys. Rev.*, **46**, 948 (1934) ; G. Racah, *Phys. Rev.*, **63**, 367 (1943).

dente. Pentru un sistem de λ nucleoni în care acţionează forţe binucleonice de scurtă distanţă, funcţia de undă pentru configuraţia $(n\,l\,j)^\lambda$ este descrisă de un produs antisimetrizat de funcţii de undă binucleonice cuplate la $I = 0$:

$$\Psi(n\,l\,j)^\lambda \simeq A\,Y_{l,0}(\cos\theta_{12})Y_{l,0}(\cos\theta_{34})\ldots Y_{l,0}(\cos\theta_{\lambda-1,\lambda}) \quad \text{(XI, 5—6)}$$

Funcţia (XI, 5—6) reprezintă starea fundamentală a configuraţiei $(n\,l\,j)^\lambda$, deoarece perechile configuraţiei cuplează la momentul cinetic total nul. Acest mod de cuplaj al nucleonilor perechi se numeşte *schemă de senioritate*. Senioritatea este un număr cuantic suplimentar, care se introduce pentru a distinge între mai multe stări antisimetrice cu $I = 0$ ale configuraţiei $(n\,l\,j)^\lambda$. *Numărul cuantic de senioritate*, S, introdus [1] în modelul straturilor nucleare, indică numărul de nucleoni necuplaţi la $j = 0$, într-o configuraţie $(n\,l\,j)^\lambda$. Dacă λ este numărul de nucleoni din stratul incomplet, numărul cuantic de senioritate, S, este dat de relaţia:

$$S \leqslant \lambda - 2 \quad \text{(XI, 5—7)}$$

Astfel, $S = 0$ indică o stare care nu conţine nucleoni neîmperecheaţi, pentru $S = 1$ există un nucleon neîmperecheat, iar pentru $S = 2$, starea conţine doi nucleoni neîmperecheaţi. Aşa de exemplu, o stare cu numărul cuantic de senioritate $S = 0$, are spinul nuclear $I = 0$.

Dintre rezultatele importante ale calculelor laborioase se menţionează clasificarea stărilor total antisimetrice, de moment cinetic total dat, ale unei configuraţii $(n, l, j)^\lambda$. Dacă pentru un ansamblu de λ nucleoni identici cu moment cinetic j se pot construi $\left(\frac{2j+1}{n}\right)$ funcţii de undă total antisimetrice, linear independente, se poate calcula numărul funcţiilor de undă total antisimetrice, linear independente, cu moment cinetic total I, formate din acestea. Cîteva valori ale spinului nuclear I, pentru unele configuraţii $(n, l, j)^\lambda$ sînt date în tabloul XI—4 [2], pentru cazurile cînd numărul de nucleoni este mai mic decît jumătate din numărul maxim, $\lambda \leqslant \frac{2j+1}{2}$. Se observă că pentru un număr par de nucleoni există o stare cu $I = 0$ pentru fiecare valoare a lui j, la fel cum pentru un număr impar de nucleoni există totdeauna o stare cu $I = j$. Valori ale spinului nuclear diferite de $I = j$ se întîlnesc la nucleele cu $\lambda > 1$, impar. Sînt indicate şi valorile spinului $I = j - 1$ rezultate ca urmare a cupaljului anormal (în tablou, aceste valori sînt subliniate).

O corecţie importantă la calculul nivelelor de energie este adusă de considerarea amestecului de configuraţii nucleonice. În modelul straturilor nucleonice funcţiile de undă nucleare pot fi formate din suprapunerea funcţiilor de undă ale mai multor stări (n, l, j) ale căror energii sînt apropiate între ele. Dacă interacţiile nucleonice nu perturbă stările nucleare

[1] G. Racah, *Phys. Rev.*, **76**, 1352 (1949).
[2] B. Flowers, *Proc. Roy. Soc.*, A **212**, 248 (1952).

prevăzute de potențialul uninucleonic efectiv, funcția de undă descrie o configurație nucleonică pură (n, l, j) și nu are loc amestecul de configurații. Deoarece interacțiile nucleonice sînt tari, funcțiile de undă sînt alterate prin interacție și funcția de undă totală este formată prin suprapunerea mai multor configurații descrise de funcțiile de undă Ψ_ν:

$$\Psi = \sum_\nu a_\nu \cdot \Psi_\nu \qquad \text{(XI, 5—8)}$$

TABLOUL XI—4

Valorile momentului unghiular total I posibil pentru cîteva configurații nucleare $(n, l, j)^\lambda$

Configurația $(n, l, j)^\lambda$		I										
j	λ											
3/2	1		3/2									
	2	0	2									
5/2	1			5/2								
	2	0	2		4							
	3		3/2	5/2		9/2						
7/2	1				7/2							
	2	0	2		4		6					
	3		3/2	5/2	7/2	9/2	11/2		15/2			
	4	0	2(II)		4(II)	5	6		8			
9/2	1					9/2						
	2	0	2		4		6		8			
	3		3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2		21/2
	4	0(II)	2(II)	3	4	5	6	7	8	9	10	12
	5	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2	19/2	21/2

unde configurațiile au forma:

$$(n_1 l_1 j_1)^{\lambda_1} (n_2 l_2 j_2)^{\lambda_2} \ldots (n_i l_i j_i)^{\lambda_i}$$

Să considerăm funcția de undă $\Psi_0(I)$, în modelul uniparticulă extrem, corespunzătoare configurației nucleonice:

$$\left(n_1, l_1, l_1 + \frac{1}{2}\right)^{\lambda_1} \left(n_1, l_1, l_1 - \frac{1}{2}\right)^{\Lambda_1} \left(n_2, l_2, l_2 + \frac{1}{2}\right)^{\lambda_2} \times$$

$$\times \left(n_2, l_2, l_2 - \frac{1}{2}\right)^{\Lambda_2} \ldots$$

Modurile diferite de cuplare a vectorilor j_i în straturile nucleonice incomplete conduc la mai multe stări cu valori diferite ale lui I. În absența interacției binucleonice, toate aceste stări au energia E_0 și sînt degenerate.

BUJIAS / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Sub acțiunea interacției v_{ij}, prin mărimea $\Psi_0|\sum_{i<j} v_{ij}|\Psi$ degenerescența este ridicată. În același timp, funcția de undă totală devine:

$$\Psi = \Psi_0(I) + \sum_p \alpha_p \cdot \Psi_p(I) + \sum_q \alpha_q \cdot \Psi_q(I) \qquad \text{(XI, 5—9)}$$

unde:

$$\alpha_p = \frac{\Psi_0|\sum_{i<j} v_{ij}|\Psi_p}{E_0 - E_p}\ ;\ \alpha_q = \frac{\Psi_0|\sum_{i<j} v_{ij}|\Psi_q}{|E_0 - E_q} \qquad \text{(XI, 5—10)}$$

Coeficienții α_p și α_q exprimă gradul de amestecare a configurațiilor nucleonice. Stările p și q sînt stări uniparticulă cu energiile neperturbate E_p și E_q, iar sumele includ toate stările cu aceeași valoare a lui I pentru care coeficienții α_p și α_q sînt diferiți de zero. Din ecuația (XI, 5—10) se poate observa că stările p sau q diferă de starea neperturbată Ψ_0 prin faptul că ele conțin doi nucleoni în stări diferite. De exemplu, configurația stării p poate fi de forma:

$$\left(n_1, l_1, l_1 + \frac{1}{2}\right)^{\lambda_1 - x_1}\left(n_1, l_1, l_1 - \frac{1}{2}\right)^{\Lambda_1 + x_1} \times$$

$$\times \left(n_2, l_2, l_2 + \frac{1}{2}\right)^{\lambda_2 - x_2}\left(n_2, l_2, l_2 - \frac{1}{2}\right)^{\Lambda_2 + x_2} \ldots\ldots$$

cu $x_i = -2, -1, 0, 1, 2$ și $\sum_i |x_i| = 1, 2$.

După cum se poate observa din relația (XI, 5—10) amestecul configurațiilor nucleonice devine apreciabil dacă valorile energiilor neperturbate E_p și E_q sînt apropiate de E_0 sau dacă elementul de matrice $\Psi_0|v_{ij}|\Psi_p$ este foarte mare. Ca o ilustrare a calculelor efectuate cu considerarea amestecului de configurații [1], se indică două nuclee cu doi nucleoni exteriori, în configurațiile $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$: $^{18}_{9}F_9$ cu un proton și un neutron în stratul III și $^{18}_{8}O_{10}$ cu doi neutroni în stratul III. Diagonalizarea elementului de matrice determină funcțiile de undă $\Psi(T, I)$ ale configurațiilor:

$$\Psi(0, 1) = a_1\Psi(d_{5/2}^2) + b_1\Psi(d_{5/2}\, d_{3/2}) + c_1\Psi(s_{1/2}^2) -$$

$$- d_1\Psi(d_{3/2}^2) - e_1\Psi(d_{3/2}\, s_{1/2}) \qquad \text{(XI, 5—11)}$$

$$\Psi(1, 0) = a_2\Psi(d_{5/2}^2) + c_2\Psi(s_{1/2}^2) + d_2\Psi(d_{3/2}^2) \qquad \text{(XI, 5—12)}$$

unde I este spinul nuclear și T este izospinul.

De exemplu, calculele arată că la nucleul $^{18}_{9}F$ starea fundamentală este formată din amestecul stărilor $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ și $1d_{3/2}$.

---

[1] M. Redlich, *Phys. Rev.*, **95**, 448 (1954).

BIBLIOTECA UNIVERSITARĂ IAȘI

Calcule extensive, utilizînd diferite forme de potențial nuclear, au determinat spinii stărilor fundamentale și excitate, nivelele de energie și momentele magnetice ale mai multor nuclee de la ^{29}Si la ^{40}Ca. În calcule s-a presupus că nucleonii din straturile $2s_{1/2}$ și $1d_{3/2}$ se găsesc sub acțiunea cîmpului central creat de miezul central, inert ^{28}Si. Elementele de matrice conțin 17 parametri, dintre care doi pentru energia de legătură a nucleonilor din straturile $2s_{1/2}$ și $1d_{3/2}$ față de miezul nuclear ^{28}Si și 15 pentru interacția nucleonilor în diferite configurații ale nivelelor $2s_{1/2}$ și $1d_{3/2}$. Concordanța valorilor spinilor nucleari, ale parităților și ale energiilor de legătură în starea fundamentală, precum și a nivelelor de energie, cu mărimile determinate experimental — pentru mai multe nuclee între ^{28}Si și ^{40}Ca, de exemplu : ^{29}Si, ^{29}P, ^{30}Si, ^{30}P, ^{31}S, ^{31}P, ^{32}Cl, ^{32}P, ^{35}S, ^{38}K, ^{39}Ca ș.a. — este bună [1].

O altă variantă a modelului straturilor nucleonice este *modelul poliparticulă* sau *modelul particulelor independente*, care ia în considerare toți cei A nucleoni constituenți ai nucleului. Funcția de undă $\Psi_\nu(r)$ a unei configurații nucleare este dată de determinantul Slater, antisimetrizat în mod corespunzător, care conține funcțiile de undă uniparticulă $\Psi_{\nu_i}(r)$ ale celor A nucleoni :

$$\Psi_\nu(r) = \begin{vmatrix} \Psi_{\nu_1}(r_1) & \dots & \Psi_{\nu_1}(r_A) \\ \vdots & & \vdots \\ \Psi_{\nu_A}(r_A) & \dots & \Psi_{\nu_A}(r_A) \end{vmatrix} \qquad \text{(XI, 5—13)}$$

unde ν_i indică numerele cuantice corespunzătoare. Funcțiile $\Psi_\nu(r)$ sînt soluții ale ecuației lui Schrödinger :

$$H_1\Psi_\nu(r) = E_1\Psi_\nu(r) \qquad \text{(XI, 5—14)}$$

unde :

$$H_1 = \sum_{i=1}^{A}\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_i^2 + V_1(r_i)\right] \qquad \text{(XI, 5—15)}$$

în care $V_1(r_i)$ reprezintă potențialul uniparticulă comun, sub acțiunea căruia se mișcă fiecare nucleon. În mod frecvent, pentru acest potențial se ia forma potențialului de oscilator armonic.

Pentru un sistem de A nucleoni, hamitonianul este dat de relația :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M}\sum_{i=1}^{A}\nabla_i^2 + \sum_{i<j=2}^{A} v_{ij}(r_{ij}) \qquad \text{(XI, 5—16)}$$

unde $v_{ij}(r_{ij})$ este potențialul de interacție binucleonică dintre nucleonii i și j. Funcția de undă nucleară Ψ rezultă din ecuația lui Schrödinger :

$$H\Psi = E\Psi \qquad \text{(XI, 5—17)}$$

și se poate scrie sub forma unei combinații lineare de funcții :

$$\Psi = \sum_\nu a_\nu \cdot \Psi_\nu \qquad \text{(XI, 5—18)}$$

[1] P. Glaudemans, G. Wiechers, P. Brussaard, *Nucl. Phys.*, 56, 548 (1964).

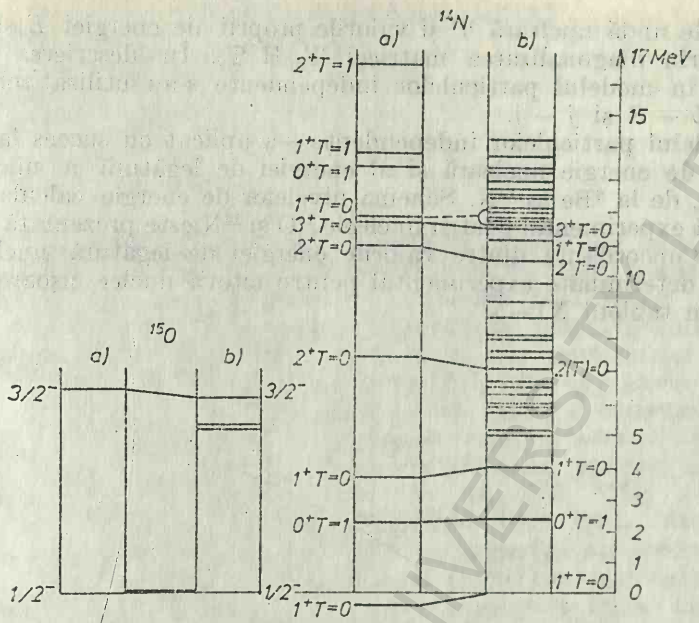


Fig. XI—19. — Schema nivelelor de energie pentru nucleele ^{15}O și ^{14}N. *a*) calculat; *b*) experimental.

TABLOUL XI—5

Energia de legătură a unor nuclee ușoare

Nucleul	E MeV	T	I^π	Energia de legătură	
				calc.	exper.
^{8}Be	0	0	0^+	82,22	81,18
^{8}Be	2,90	0	0^+	85,12	85,94
^{8}Be	11,7	0	4^+	93,92	93,91
^{10}B	0,72	0	1^+	72,83	72,66
^{10}B	2,15	0	1^+	74,26	74,37
^{12}C	9	0	0^+	41,94	42,25
^{12}C	7,66	0	0^+	49,60	50,16
^{12}C	12,73	0	1^+	54,67	54,90
^{12}C	15,11	1	1^+	57,02	57,79
^{12}C	16,11	1	2^+	58,05	58,01
^{13}N	0	1/2	$1/2^-$	36,99	36,64
^{13}N	3,68	1/2	$3/2^-$	40,50	40,98
^{14}N	0	0	1^+	26,44	26,08
^{14}N	3,95	0	1^+	30,39	30,03
^{14}N	7,03	0	2^+	33,47	33,78
^{15}O	0	1/2	$1/2^-$	15,60	15,70
^{15}O	6,15	1/2	$3/2^-$	21,15	21,88

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Funcția de undă nucleară Ψ și valorile proprii ale energiei E sînt determinate prin diagonalizarea matricei $\Psi_\mu|H|\Psi_\nu$. În descrierea funcțiilor de undă în modelul particulelor independente s-au utilizat schemele de cuplare $L-S$ și $j-j$.

Modelul particulelor independente s-a aplicat cu succes la calculul nivelelor de energie nucleară și al energiei de legătură a unor nuclee ușoare [1,2], de la ^{8}Be la ^{14}N. Schema nivelelor de energie calculată și determinată experimental pentru nucleele ^{15}O și ^{14}N este prezentată în figura XI—19. Concordanța dintre valorile energiei de legătură nucleară calculate și determinate experimental pentru cîteva nuclee ușoare, este înfățișată în tabloul XI—5.

[1] D. Amit, A. Katz, *Nucl. Phys.*, **58**, 383 (1964).
[2] D. Kurath, *Phys. Rev.*, **101**, 216 (1956).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XII

MODELUL GENERALIZAT

Varianta uniparticulă a modelului straturilor nucleonice care consideră o aşezare simetrică a perechilor de nucleoni ce formează miezul nuclear, cu ultimul nucleon nepereche, care determină mai multe proprietăţi nucleare, nu poate explica abaterea momentelor magnetice nucleare de la curbele Schmidt şi valorile mai mari ale momentelor electrice nucleare de cuadrupol măsurate experimental, faţă de valorile calculate teoretic. După cum s-a arătat, sistematica valorilor experimentale ale momentelor electrice nucleare de cuadrupol arată că acestea sînt nule la nucleele care conţin un număr magic de nucleoni, pozitive la nucleele cu numărul de protoni $Z = Z_{magic} - 1$ (ex: $^{14}_{7}N$, $^{27}_{13}Al$, $^{113}_{49}In$) şi negative la nucleele cu $Z = Z_{magic} + 1$ (ex: $^{63}_{29}Cu$, $^{65}_{29}Cu$, $^{121}_{51}Sb$, $^{209}_{83}Bi$). Valori foarte mari ale momentelor electrice de cuadrupol s-au înregistrat pentru nucleele situate între numerele magice 50—82 şi 82— 126, care sînt deformate. De asemenea, modelul uniparticulă nu poate explica apariţia momentelor electrice de cuadrupol la nucleele par-impare ($^{17}_{8}O_9$, $^{33}_{16}S_{17}$, $^{35}_{16}S_{19}$, $^{73}_{32}Se_{41}$, $^{131}_{54}Xe_{77}$) deoarece neutronul nepereche neavînd sarcină electrică nu poate produce un astfel de moment nuclear.

Pentru interpretarea acestor date experimentale, s-a pornit de la semnificaţia fizică a momentului electric nuclear de cuadrupol, care exprimă gradul de abatere a sistemului de sarcini nucleare protonice de la simetria sferică şi deci indică deformarea nucleului de la forma sferică. Luînd în considerare acest fapt, Rainwater [1] presupune că nucleonul nepereche provoacă o deformare uniformă a miezului nuclear, care în absenţa acestui nucleon ar avea o simetrie sferică. În acest fel, la momentul electric de cuadrupol contribuie atît nucleonul nepereche cît şi miezul nuclear. Deoarece forţele de atracţie dintre miezul nuclear şi nucleonul nepereche sînt atractive, miezul suferă o deformare determinată de caracteristicile distribuţiei anizotrope a nucleonului nepereche şi momentul electric de cuadrupol care se produce are semnul prevăzut de modelul straturilor nucleonice pentru un singur nucleon. Distribuţiei nesferice a nucleonilor îi corespunde o distribuţie anizotropă a impulsurilor, care exercită o presiune anizotropă asupra pereţilor gropii de potenţial. Aceasta este deformată într-un mod determinat de distribuţia anizotropă a nucleonului nepereche. În această reprezentare, atît neutronul cît şi protonul nepereche, produc deformarea miezului nuclear şi astfel se explică apariţia momentului electric de cuadrupol la nucleele care conţin un neutron nepereche.

Posibilitatea aplicării modelului straturilor la nucleu se bazează pe ipoteza că interacţia dintre nucleoni produce un cîmp selfconsistent —

---

[1] J. Rainwater, *Phys. Rev.*, **79**, 432 (1950).

— considerat static și de simetrie sferică — care acționează asupra fiecărui nucleon, fără ca mișcarea acestuia să fie perturbată în mod sensibil de fluctuațiile cîmpului. Pentru un sistem nuclear dat, cîmpul nuclear este considerat ca o constantă caracteristică. Deoarece, în realitate, nucleonii în mișcare creează cîmpul nuclear, acesta trebuie să fie o variabilă dinamică. Cîmpul nuclear depinde de caracteristicile mișcărilor *colective* ale nucleonilor și prin urmare modelul straturilor nucleonice trebuie generalizat, în sensul luării în considerare a aspectului colectiv al mișcării nucleonilor, de exemplu : mișcarea centrului de masă, variațiile de formă, de dimensiuni și de densitate ale nucleului. În modelul generalizat se presupune că nucleonii care formează nucleul, se mișcă într-un cîmp selfconsistent, aproape independent de poziția fiecărui nucleon în interiorul nucleului, dar care variază brusc la suprafața acestuia. Nucleonii care se găsesc în afara straturilor complet ocupate, crecază la suprafața nucleului fluctuații ale potențialului nuclear selfconsistent și exercită o „presiune" asupra suprafeței, pe care o deformează considerabil. Din această cauză, cîmpul nuclear nu mai are simetrie sferică. Deformarea suprafeței nucleare reprezintă o formă colectivă de mișcare a nucleonilor, care apare datorită faptului că în nuclee nu există un corp central al cărui cîmp să stabilizeze întregul sistem.

O reprezentare schematică, sugestivă a deformării nucleare poate fi dată în modul următor. Considerăm un nucleu sferic, cu straturile nucleonice complet ocupate, în care diferitele orbite cu j dat, ocupate

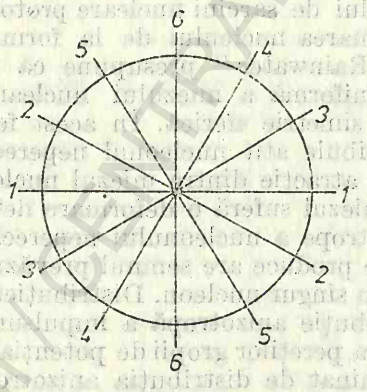


Fig. XII—1. — Reprezentarea schematică a unui nucleu cu straturi nucleonice complete.

complet cu nucleoni, sînt orientate simetric în spațiu, conform numărului cuantic magnetic corespunzător. Într-o reprezentare bidimensională, să indicăm, spre pildă, șase orbite nucleonice cu orientări diferite în spațiu, prin liniile 1, 2, ..., 6, așa cum se poate vedea în figura XII—1. Dacă presupunem, de exemplu, că numai orbitele 1, 2, 3 sînt complet ocupate, densitatea de nucleoni va fi distribuită în direcția orizontală, în care sînt orientate aceste trei orbite, și nucleul se va deforma într-o formă elipsoi-

dală, alungită în această direcție. Ca urmare, potențialul mediu nuclear, care este determinat de distribuția densității nucleonilor, nu va mai avea simetrie sferică. De regulă, nucleele care au numărul de nucleoni îndepărtat de numărul maxim de ocupare a stratului au o formă elipsoidală relativ stabilă. Cele mai multe nuclee deformate se găsesc în regiunea unde ultimul strat nucleonic este ocupat aproximativ jumătate, de exemplu : stratul II (Li, Be, B, C), stratul III (Mg, Al, Si), stratul protonic V și stratul neutronic VI (elementele pămînturilor rare, Ta, W), stratul protonic VI și stratul neutronic VII (Th, U, elementele transuraniene).

Modelul generalizat îmbină reprezentarea mișcării individuale a nucleonilor din modelul straturilor nucleonice, cu mișcarea colectivă din modelul picătură, pentru o descriere mai riguroasă a nucleului. In acest fel, este posibilă interpretarea cuprinzătoare a multor proprietăți nucleare — care nu puteau fi explicate prin aplicarea celor două modele extreme — ca : momentele nucleare, probabilitatea tranzițiilor radioactive și nivelele de energie nucleară, ale nucleelor deformate. Unul dintre marile succese ale modelului generalizat îl constituie punerea în evidență și interpretarea stărilor de *rotație* și *vibrație* nucleară ca forme colective de excitare a nucleului. Din acest punct de vedere, se consideră analogia cu stările de excitare de natură colectivă ale moleculelor și pentru acest motiv, modelul generalizat se mai denumește modelul cvasimolecular.

Modelul generalizat a fost elaborat în amănunțime de Aage Bohr [1], fiind apoi extins și generalizat sub forma a două variante : modelul *colectiv* [2] și modelul *unificat* [3].

Modelul *colectiv* consideră nucleul format dintr-un miez nuclear, cu straturile nucleonice complet ocupate și unul sau mai mulți nucleoni exteriori aflați pe ultimul strat incomplet ocupat. Mișcarea individuală a nucleonilor exteriori produce deformarea structurii straturilor nucleonice din miezul nuclear. Mișcarea de deformație a suprafeței nucleare este legată de mișcarea colectivă a nucleonilor din nucleu și este descrisă prin metode hidrodinamice, socotind nucleul ca un lichid nuclear incompresibil. Pe această bază, Bohr și Mottelson tratează cuplajul dintre mișcarea individuală și mișcarea colectivă a nucleonilor. După acest model, o descriere mai completă a structurii nucleare se poate face considerînd deci nucleul ca un sistem deformabil în care forma și orientarea sînt variabile dinamice. Cu creșterea numărului de nucleoni exteriori, deformarea nucleară atinge valoarea maximă cînd stratul nucleonic se completează la două treimi. Pe măsură ce stratul se completează, deformația nucleară scade și atinge valoarea zero cînd stratul este complet ocupat.

Modelul *unificat* reprezintă de asemenea o îmbinare dintre modelul picătură și modelul straturilor nucleonice, dar nu mai apelează la modelul hidrodinamic pentru tratarea miezului nuclear și nu consideră cuplajul dintre miez și nucleonii exteriori. În acest model, nucleul se tratează ca un sistem de nucleoni care se mișcă liber în cîmpul nuclear selfconsis-

---

[1] A. Bohr, *Danske Videnske, Selsk, mat.-fys. Medd.*, 26, 14 (1952).

[2] A. Bohr și B. Mottelson, *Danske Videnske. Selsk, mat.-fys. Medd.*, 27, 16, (1953)

[3] S. Nilson, *Danske Videnske, Selsk. mat.-fys. Medd.*, 29, 16 (1955).

tent deformat (nesferic), exprimînd astfel influența deformării nucleare asupra succesiunii nivelelor de energie.

Deoarece tratarea cantitativă a modelului generalizat implică un formalism matematic complex, se vor prezenta cîteva aspecte teoretice mai importante, scoțînd în evidență contribuția sa la clarificarea structurii nucleare.

1. MODELUL COLECTIV

Proprietatea de deformare a suprafeței miezului nuclear și interacția acestuia cu nucleonii exteriori, determină însușirile esențiale ale nucleelor nesferice, de exemplu: valorile mari ale momentelor electrice nucleare de cuadrupol și apariția stărilor de rotație și vibrație nucleară, ca forme colective de mișcare nucleonică. Considerînd formularea calitativă a modelului colectiv, enunțată mai sus, hamiltonianul sistemului nuclear se scrie ca suma a trei termeni:

$$H = H_S + H_c + H_{int.} \qquad (XII, 1-1)$$

unde H_S reprezintă hamiltonianul sistemului de nucleoni independenți din modelul straturilor nucleonice, H_c este hamiltonianul pentru mișcarea colectivă și $H_{int.}$ exprimă interacția dintre nucleonii exteriori și miezul nuclear. Calculul hamiltonianului de interacție, H_{int}, este o problemă complexă și, în general, conduce la un spectru de energie foarte complicat, care în anumite cazuri particulare se poate simplifica. Astfel, dacă $H_{int.}$ este mic, acesta poate fi tratat ca o perturbație, iar mișcarea colectivă se separă de mișcarea individuală a nucleonilor. În acest caz, nucleul este descris de coordonatele individuale ale nucleonilor exteriori și coordonatele mișcării colective. Dacă termenul de interacție $H_{int.}$ este foarte mare, mișcarea nucleară se separă într-o mișcare individuală a nucleonilor în cîmpul nuclear deformat, o mișcare de rotație și o mișcare de vibrație a formei nucleare.

La baza modelului colectiv stau două ipoteze importante. Prima ipoteză consideră că nucleele ce conțin un număr de nucleoni mult îndepărtat de numerele magice, au forma de echilibru a unui elipsoid de revoluție, care determină orientarea în spațiu a nucleului. A doua ipoteză acceptă aproximația *adiabatică*, după care mișcarea nucleonilor exteriori față de suprafața deformată a miezului, este mai rapidă decît mișcarea de vibrație și rotație a întregului sistem, adică frecvența mișcării de vibrație a suprafeței nucleare $\omega_{vibr.}$ și frecvența mișcării de rotație a formei nucleare $\omega_{rot.}$ sînt mai mici decît frecvența mișcării interne a nucleonilor $\omega_{int.}$:

$$\omega_{rot.} \ll \omega_{vibr.} \ll \omega_{int.} \qquad (XII, 1-2)$$

În aceste condiții, mișcarea nucleară este compusă din trei forme independente: mișcarea internă a nucleonilor individuali, mișcarea de rotație și mișcarea de vibrație. Funcția de undă nucleară Ψ_n este dată de

produsul a trei funcții de undă: funcția de undă internă $\Psi_{int.}$, funcția de undă de vibrație $\Psi_{vibr.}$ și funcția de undă de rotație $\Psi_{rot.}(\theta_e)$, unde θ_e reprezintă unghiurile lui Euler:

$$\Psi_n \simeq \Psi_{int.}\Psi_{vibr.}\Psi_{rot.}(\theta_e) \qquad \text{(XII, 1–3)}$$

În mod corespunzător, hamiltonianul sistemului nuclear H_n, este compus din trei termeni:

$$H_n = H_{int.} + H_{vibr.} + H_{rot.} \qquad \text{(XII, 1–4)}$$

Se va prezenta succint natura colectivă a excitării vibrației și rotației nucleare [1-5].

a. MIȘCAREA NUCLEARĂ COLECTIVĂ ÎN NUCLEE SFERICE PAR-PARE. VIBRAȚIA NUCLEARĂ

În modelul colectiv, vibrația nucleară în nucleele sferice par-pare, apare ca urmare a oscilațiilor suprafeței nucleare în jurul formei sferice de echilibru. Tratarea clasică și cuantică consideră mai întîi cazul simplu al miezului nuclear (nucleu sferic cu straturile nucleonice ocupate) fără nucleoni exteriori. Nucleul este asimilat cu o picătură de lichid incompresibil (cu suprafață conturată) a cărui stare este descrisă numai de coordonatele suprafeței picăturii, adică de coordonate colective. Mișcarea individuală a nucleonilor nu este luată în considerare. Dacă R_0 este raza nucleului sferic, ecuația suprafeței este dată de relația:

$$R(\theta, \varphi) = R_0\left[1 + \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} \alpha_{l,m}\, Y_{l,m}(\theta, \varphi)\right] \qquad \text{(XII, 1–5)}$$

unde $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ reprezintă funcțiile armonice sferice de suprafață normate care se pot calcula cu ajutorul funcțiilor sferice normate $\mathscr{P}_{l,m}(\cos\theta)$:

$$Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\mathscr{P}_{l,m}(\cos\theta)e^{im\varphi} \quad m = l \ldots -l \qquad \text{(XII, 1–6)}$$

$$\text{pentru } m \geqslant 0 \quad \mathscr{P}_{l,m}(\cos\theta) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{2(l+m)!}}\, P_{l,m}(\cos\theta)$$

$$m < 0 \qquad \mathscr{P}_{l,m} = (-1)^m \cdot \mathscr{P}_{l,-m}$$

---

1) A. Bohr, B. Mottelson, „Nuclear Structure", vol. 1, W. Benjamin Inc., 1969.
2) A. Davâdov, „Vozbuidenâe sostaianiia atomâh iader", Atomizdat, 1967.
3) J. Rogers, *Ann Rev. Nucl. Sci.*, 15, 241 (1965).
4) R. Sheline, *Rev. Mod. Phys.*, 32, 1 (1960); J. Davidson, *Rev. Mod. Phys.*, 37, 105 (1965).
5) D. Rowe, „Nuclear collective motion", London, Methuen, 1970.

BCU IAȘI / CETATEA UNIVERSITARĂ LIBRARY

Coeficienții $\alpha_{l,m}$ reprezintă coordonatele colective care exprimă parametrii de deformare, ce determină forma nucleară și îndeplinesc condiția:

$$\alpha^*_{l,m} = (-1)^m \cdot \alpha_{l,-m}$$

Oscilațiile suprafeței nucleare au loc ca urmare a transportului de materie nucleară în interiorul nucleului. Conform aproximației hidrodinamice, mișcarea unei picături de lichid se exprimă prin curgerea irotațională [1] a unui fluid incompresibil, cînd se poate utiliza pentru cîmpul vitezelor în diferite puncte din interiorul suprafeței, $\Phi(r, \theta, \varphi)$, următoarea relație:

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = R_0^2 \sum_l \sum_m \frac{\dot{\alpha}_{l,m}}{l} \left(\frac{r}{R_0}\right)^l Y_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad \text{(XII, 1—7)}$$

Se poate arăta [2] că pentru amplitudini mici ale oscilațiilor, hamiltonianul transportului de masă nucleară este dat de suma a doi termeni:

$$H_c = \sum_{l,m} \frac{1}{2} B_l |\dot{\alpha}_{l;m}|^2 + \frac{1}{2} C_l |\alpha_{l,m}|^2 \qquad \text{(XII, 1—8)}$$

unde primul termen reprezintă energia cinetică, iar al doilea termen, energia potențială a mișcării colective care produce deformarea nucleară. Constanta B_l se numește *parametru de masă* și măsoară inerția nucleului la modificarea deformării. Mărimea sa se calculează din ecuația (XII, 1—7) și are expresia:

$$B_l = \frac{3}{4\pi} \frac{AmR_0^2}{l} = \frac{\rho \cdot R_0^5}{l} \qquad \text{(XII, 1—9)}$$

unde ρ este densitatea materiei nucleare. Constanta C_l este *coeficientul de deformabilitate* și măsoară rezistența nucleului la deformare. Mărimea acesteia are forma:

$$C_l = (l+2)(l-1)\, S \cdot R_0^2 \qquad \text{(XII, 1—10)}$$

unde S este tensiunea superficială nucleară.

Considerînd că oscilațiile sistemului nuclear descrise de ecuația (XII, 1—8), sînt aceleași cu ale unei particule într-un potențial de oscilator, se obține frecvența de oscilație ω_l, a suprafeței nucleare:

$$\omega_l = \sqrt{\frac{C_l}{B_l}} = \sqrt{(l+2)(l-1)\frac{4\pi S}{A \cdot m}} \qquad \text{(XII, 1—11)}$$

---

[1] „irotațional" este utilizat în sens hidrodinamic.

[2] G. Eder, „Quantenmechanik", vol. 1, B.I.-Hochschultaschenbuch-Verlag, 1968, p. 189.

Cuantificarea hamiltonianului (XII, 1—8) conduce la expresia energiei de vibrație nucleară:

$$E_{\text{vibr.}} = \sum_{l,\,m} \hbar\,\omega_l \left(n_{l,m} + \frac{1}{2} \right) = \sum_{l} \hbar\,\omega_l \left(n_l + \frac{2l+1}{2} \right)$$

$$n_{l,m} = 0, 1, 2 \ldots ; \; n_l = \sum_{m} n_{l,m} = 0, 1, 2 \ldots \qquad \text{(XII, 1—12)}$$

Dacă în calculul energiei nivelelor de vibrație se neglijează repulsia coulombiană, care are o contribuție foarte mică, se obține relația finală:

$$\hbar \cdot \omega_l \simeq 13\, l^{3/2} \cdot A^{-1/2} \text{ (MeV)} \qquad \text{(XII, 1—13)}$$

unde A este masa nucleului. Se observă că energia vibrației nucleare crește monoton cu momentul unghiular orbital l și scade cu creșterea masei nucleare. Această variație este reprezentată în figura XII—2, și este verificată de datele experimentale. Așa de exemplu, $\hbar\omega_2 \simeq 2$ MeV pentru $A \simeq 100$ și scade la $\hbar\omega_2 \simeq 1$ MeV pentru $A \simeq 200$.

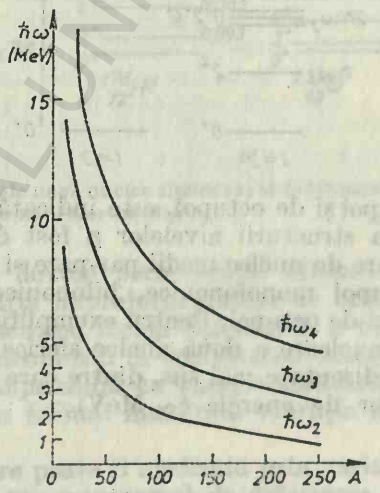


Fig. XII — 2. — Variația energiei de vibrație cu masa nucleară pentru $l = 2, 3, 4$.

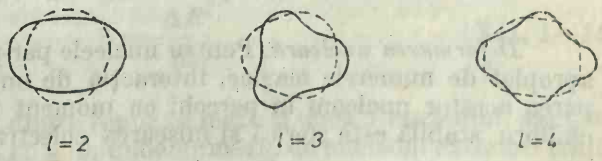


Fig. XII—3. — Forma oscilațiilor suprafeței nucleare pentru $l = 2, 3, 4$.

În dezvoltarea (XII, 1—5) primii doi termeni nu sînt luați în considerare, deoarece termenul cu $l = 0$ dă poziția de echilibru, iar termenul cu $l = 1$ exprimă mișcarea de translație a centrului de greutate al siste-

mului, căreia îi este impusă condiția de invarianță la translație. Din această cauză, numai termenii $l \geqslant 2$ descriu oscilațiile suprafeței nucleare, după cum se poate vedea din figura XII—3. Cuanta de vibrație nucleară se denumește *fonon*, în analogie cu cuantele de excitare colectivă din solide. Un fonon în starea l, m transportă momentul unghiular l, cu componenta m pe axa z și are paritatea $(-1)^l$. Ca urmare, pentru $n_2 = 0$, spinul și paritatea stării fundamentale este 0^+, iar prima stare de excitare $n_2 = 1$, care este dată de prima armonică sferică din dezvoltarea (XII, 1—5), pentru $l = 2$, vibrația de cuadrupol, este 2^+. Pentru următoarea stare excitată $n_2 = 2$, ținînd seama de simetria funcției de undă [1], va exista un triplet degenerat cu stările 0^+, 2^+, 4^+. Pentru $n_2 = 3$, va exista un cvintet degenerat cu stările 0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+. În mod similar, pentru vibrația de octupol, $l = 3$, există o stare 3^- cu energia $\hbar\omega_3$, precum și stările 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, cu energia $2\hbar\omega_3$.

Din relațiile (XII, 1—9) și (XII, 1—10) rezultă următoarele regularități: $\hbar\omega_3 \simeq 2\hbar\omega_2$; $\hbar\omega_1 \simeq 3\hbar\omega_2$, care au fost verificate experimental [2]. O reprezentare schematică a nivelelor de energie pentru vibrația nucleară

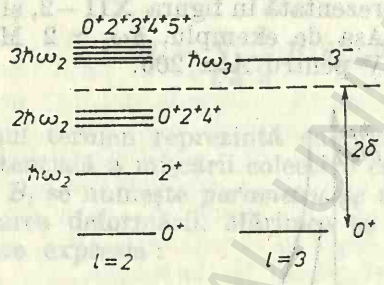


Fig. XII—4. — Nivelele de energie pentru vibrația nucleară cuadrupolară și octupolară.

de cuadrupol și de octupol, este indicată în figura XII—4. Această formă generală a structurii nivelelor a fost confirmată experimental [3] la un număr mare de nuclee medii par-pare și au fost puse în evidență stările de cuadrupol monofononice, bifononice și trifononice, precum și mai multe stări de octupol. Pentru exemplificare, în figura XII—5*a* se prezintă spectrele nucleare a două nuclee sferice par-pare, din care rezultă caracteristicile discutate mai sus, dintre care să menționăm ordinul de mărime al nivelelor de energie ($\sim$ MeV).

b. MIȘCAREA NUCLEARĂ COLECTIVĂ ÎN NUCLEE DEFORMATE (SFEROIDALE) PAR-PARE. ROTAȚIA NUCLEARĂ. VIBRAȚIA NUCLEARĂ

Deformarea nucleară. Pentru nucleele par-pare cu număr de nucleoni apropiat de numerele magice, interacția de împerechere favorizează gruparea acestor nucleoni în perechi cu moment unghiular zero. Forma de chilibru stabilă este sferică și mișcarea colectivă este vibrația împrejurul

[1] B. Cohen, op. cit., p. 122.
[2] J. Aranjo, „Vibrations of spherical nuclei", în „Nuclear Reactions", ed. P. Endt și P. Smith, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1962, p. 195.
[3] E. Eichler, *Rev. Mod. Phys.*, 36, 809 (1964).

acestei forme. Dacă numărul nucleonilor exteriori crește, datorită interacției nucleon-miez nuclear, frecvența vibrației nucleare colective descrește și forma sferică devine instabilă, nucleul deformîndu-se. La o nouă creștere a nucleonilor exteriori, energia potențială a sistemului atinge un

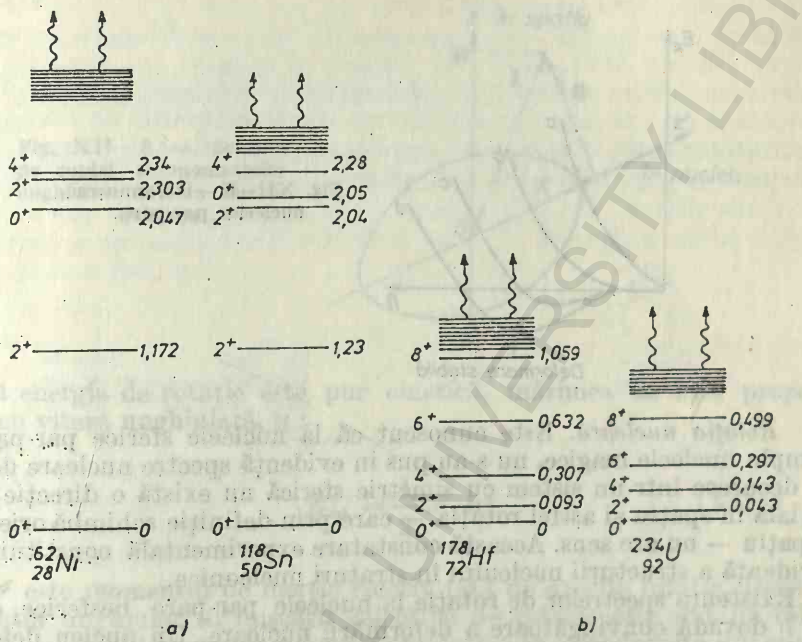


Fig. XII—5. — Spectrele nucleare ale unor nuclee sferice (*a*) și deformate (*b*). Energia nivelelor în MeV.

minim și deformarea nucleului devine permanentă. Mișcarea colectivă este constituită acum din vibrația împrejurul formei de echilibru și rotația orientării nucleare care menține forma deformată a nucleului. La nucleele cu număr magic de nucleoni sau în vecinătatea acestora, energia de vibrație crește și devine comparabilă cu energia excitării intrinsece, individuale. În aceste cazuri nu se mai manifestă vibrația nucleară colectivă.

Apariția deformării nucleare poate fi analizată prin variația energiei potențiale a nucleului în funcție de parametrul de deformare β [1], definit prin raportul:

$$\beta = \frac{\Delta R}{R_0} \qquad \text{(XII, 1—14)}$$

în care ΔR este diferența dintre semiaxa mare și mică a nucleului, așa cum se poate vedea în figura XII — 6, unde numărul de nucleoni exteriori crește de la curba *a* la curba *d*. Pentru un număr mic de nucleoni în afara stratu-

[1] A. Bohr, K. Alder, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 432 (1956).

rilor complete (curbele *a* și *b*) nucleele își menţin forma sferică de echilibru şi deformarea este instabilă. Creşterea numărului de nucleoni exteriori (curbele *c* şi *d*) determină instabilitatea formei sferice şi ca urmare a deformării stabile, nucleele au o formă sferoidală de echilibru.

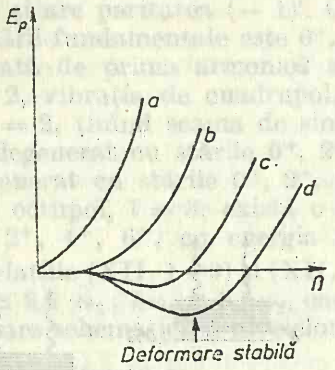


Fig. XII—6. — Deformarea nucleelor par-pare.

Rotaţia nucleară. Este cunoscut că la nucleele sferice par-pare, de exemplu nucleele magice, nu s-au pus în evidenţă spectre nucleare de rotaţie, deoarece într-un sistem cu simetrie sferică nu există o direcţie preferenţială în spaţiu şi astfel rotaţia — care prin definiţie schimbă orientarea în spaţiu — nu are sens. Această constatare experimentală constituie încă o evidenţă a structurii nucleului în straturi nucleonice.

Existenţa spectrelor de rotaţie la nucleele par-pare nesferice, constituie o dovadă convingătoare a deformării nucleare. Un nucleu deformat, sferoidal, care posedă simetrie axială, este invariant faţă de rotaţia în jurul axei *oz'* (fig. XII—7), dar nu mai este invariant faţă de rotaţia în jurul unei

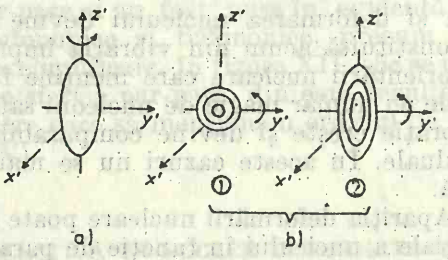


Fig. XII—7. — Rotaţia unui nucleu deformat.

axe conţinută în planul *x'oy'*. De aceea, spectrele de rotaţie nucleară apar ca urmare a rotaţiei nucleului sferoidal în jurul unei axe perpendiculare pe axa de simetrie. Schema de cuplaj al momentelor unghiulare pentru un nucleu deformat, este indicată în figura XII—8. Fie *oz'* axa de simetrie a nucleului sferoidal şi *oz* o axă fixată în spaţiu, perpendiculară pe axa de simetrie *oz'*. Nucleonii exteriori din stratul incomplet au o mişcare unghiulară în jurul axei de simetrie, cu componenta momentului unghiular pe această axă egală cu $K\hbar = \sum_i K_i \hbar$, unde $K_i\hbar$ este momentul unghiular al nucleonului individual. Dacă spinul nuclear este **I**, componenta acestuia

pe axa *oz* este **M**, iar pe axa de simetrie este chiar K. Momentul unghiular al mișcării colective de rotație este perpendicular pe axa de simetrie și are mărimea R. Energia cinetică a mișcării colective de rotație se poate calcula clasic și cuantic pornind de la hamiltonianul nuclear (XII, 1—4). Conside-

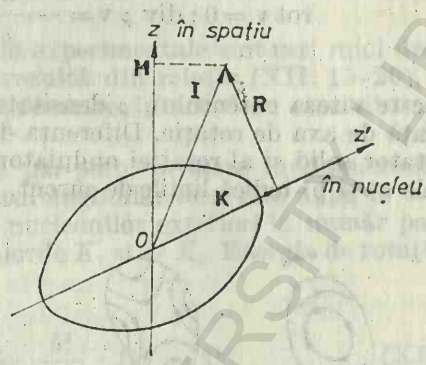


Fig. XII—8. — Schema de cuplaj al momentelor unghiulare într-un nucleu deformat.

rînd că energia de rotație este pur cinetică, mărimea sa este proporțională cu viteza unghiulară, u:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \mathcal{I} \cdot u^2 \qquad \text{(XII, 1—15)}$$

unde $\mathcal{I}$ este momentul de inerție efectiv față de axa de rotație. Deoarece momentul unghiular al mișcării colective de rotație este dat de relația $R = \mathcal{I} u$ și ținînd seama de valoarea absolută a sa, care rezultă din schema de cuplaj prezentată în figura XII—8:

$$|\mathbf{R}|^2 = [I(I+1) - K^2]\hbar^2 \qquad \text{(XII, 1—16)}$$

energia de rotație nucleară ia forma:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \cdot [I(I+1) - K^2] \qquad \text{(XII, 1—17)}$$

Este important de menționat că mișcarea colectivă de rotație a nucleului se deosebește de rotația unui corp solid. După cum este știut, în cazul unui rotator rigid, fiecare particulă componentă se rotește în sensul rotației întregului sistem cu o viteză unghiulară u, iar momentul de inerție are expresia: $\mathcal{I} = \sum_i m_i r_i$, unde m_i este masa particulei iar r_i este distanța particulei pînă la axa de rotație. La un nucleu, rotația sistemului implică amestecarea nucleonilor și momentul de inerție total este mai mic decît valoarea dată de expresia pentru un rotator rigid. Mișcarea de rotație a nucleului este descrisă ca o propagare ondulatorie și este concepută ca rotația formei unei picături care, sub acțiunea unor forțe interioare, este la echilibru nesferică. Această mișcare ondulatorie reprezintă un curent colec-

tiv de nucleoni descris de ecuaţiile hidrodinamicii, în care cîmpul nuclear al vitezelor este irotaţional [1] :

$$\text{rot}\, v = 0\,;\ \text{div}\, \rho v = -\frac{\partial \rho}{\partial t} = -u\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} \qquad \text{(XII, 1—18)}$$

unde v este viteza curentului, ρ densitatea de nucleoni iar φ unghiul azimutal faţă de axa de rotaţie. Diferenţa dintre cîmpurile de viteze în cazul unui rotator solid şi al rotaţiei ondulatorii este arătată în figura XII—9. Schemele a) şi b) indică liniile de curent, în sistemul laboratorului, pentru

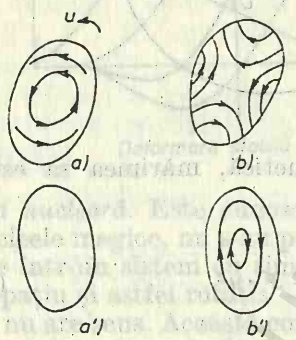


Fig. XII — 9. — Mişcarea de rotaţie pentru un rotator rigid (a), (a') şi pentru rotaţia ondulatorie (b), (b').

un rotator rigid, în care particulele descriu cercuri în jurul axei de rotaţie, precum şi pentru rotaţia ondulatorie, în care nucleonii oscilează de-a lungul traiectoriilor curbe, astfel că numai forma geometrică se roteşte. Schemele a') şi b') reprezintă aceleaşi mişcări în sistemul de coordonate legat de rotator : pentru rotatorul rigid, cîmpul de viteze este nul, iar pentru rotirea unui sistem cu structură în straturi, liniile de curent formează curbe închise, nucleonii mişcîndu-se în sensul contrar rotaţiei.

Pentru o densitate ρ dată, se poate determina momentul de inerţie efectiv $\mathscr{I}$, folosind expresia pentru energia de rotaţie :

$$E_{\text{rot.}} = \frac{1}{2}\int \rho v^2 \mathrm{d}\tau = \frac{1}{2}\mathscr{I}\cdot u^2 \qquad \text{(XII, 1—19)}$$

şi soluţiile ecuaţiilor (XII, 1—18). Se găseşte că momentul efectiv de inerţie faţă de o axă perpendiculară pe axa de simetrie — pentru curgerea irotaţională — este proporţional cu pătratul amplitudinii undei, adică cu pătratul deformaţiei nucleare β în raport cu axa de rotaţie :

$$\mathscr{I} = \mathscr{I}_0\beta^2 = \mathscr{I}_0\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2 \qquad \text{(XII, 1—20)}$$

[1] A. Bohr, „Rotational states of atomic nuclei", Copenhaga, 1954.

unde $\mathscr{I}_0$, momentul de inerție al unui rotator rigid, este dat de relația:

$$\mathscr{I}_0 = \frac{2}{5} mA \cdot R_0^2 \qquad \text{(XII, 1--21)}$$

Valorile lui $\mathscr{I}$ care verifică datele experimentale sînt mai mici decît $\mathscr{I}_0$ cu un factor de $2 \div 4$. După cum rezultă din relația (XII, 1—20), raportul $\mathscr{I}/\mathscr{I}_0$ crește cu parametrul de deformare, în acord cu constatarea experimentală.

Pentru nucleele sferoidale par-pare, în stare fundamentală contribuția mișcării interne la momentul unghiular total este nulă, $K = 0$, deoarece proiecția momentelor j_i ale nucleonilor exteriori în număr par, pe axa de simetrie se anulează, luînd valorile K_i și $-K_i$. Energia de rotație pentru aceste nuclee devine:

$$E_{\text{rot.}} = \frac{\hbar^2}{2\mathscr{I}} \cdot I(I+1) \qquad \text{(XII, 1—22)}$$

unde $I = 0, 2, 4, 6 \ldots$ (paritate pară), deoarece există simetrie în jurul unui plan perpendicular pe axa de simetrie și la fel ca în cazul moleculelor biatomice homeonucleare, sistemul nuclear este supus statisticii Bose —Einstein, funcția de undă nucleară fiind simetrică. Acest tip de benzi de rotație nucleară se întîlnesc la nucleele sferoidale puternic deformate, cu $160 < A < 180$ în regiunea pămînturilor rare (ex. $^{178}_{72}\text{Hf}$) și cu $A > 220$ în regiunea actinidelor (ex. $^{234}_{92}\text{U}$), unde diferența dintre nivelele de excitare colectivă de rotație este relativ mică. În figura XII—5b sînt prezentate spectrele de rotație ale nucleelor deformate ^{178}Hf și ^{234}U care expun caracteristicile arătate mai sus. Se observă că în spectrul de rotație al hafniului primul nivel de excitare 2^+ se situează la ~ 100 keV, iar la uraniu, care are momentul de inerție mai mare, acest nivel este la ~ 50 keV, în deplin acord cu relația (XII, 1—22). O bună confirmare a relației (XII, 1—22) o constituie faptul că pentru toate nucleele deformate, raportul dintre energiile de excitare a două nivele, determinat experimental, concordă foarte bine cu cel teoretic. Din relația (XII, 1—22) energiile de rotație ale nucleelor par-pare sînt:

$$E_0 = 0,\ E_2 = \frac{3}{\mathscr{I}}\hbar^2,\ E_4 = \frac{10}{\mathscr{I}}\hbar^2;\ E_6 = \frac{21}{\mathscr{I}}\hbar^2,\ E_8 = \frac{36}{\mathscr{I}}\hbar^2$$

de unde rezultă: $\frac{E_4}{E_2} = 3{,}3, \frac{E_6}{E_2} = 7, \frac{E_8}{E_2} = 12$. De exemplu, pentru spectrul plutoniului, prezentat în figura XII—10, aceste rapoarte sînt: 3,31; 6,88 și 11,65. O imagine cuprinzătoare se poate obține din figura XII — 11, în care se prezintă valorile rapoartelor $\frac{E_I}{E_2}$, cu $I = 4, 6, 8, 10, 12$, pentru

nucleele deformate, cu $A = 150 \div 250$. Pentru valori ale acestor rapoarte în care I este mic, concordanța dintre datele experimentale și calculate teoretic este foarte bună, însă diferența crește sistematic cu creșterea energiei de excitare. Această diferență poate fi datorată măririi momentului de inerție al nucleului cu creșterea momentului unghiular de rotație ca urmare a acțiunii forței centrifugale. Din această cauză, în ecuația (XII, 1—22) se introduce un termen corectiv $\mathcal{B} I^2(I+1)^2$ și energia de rotație devine:

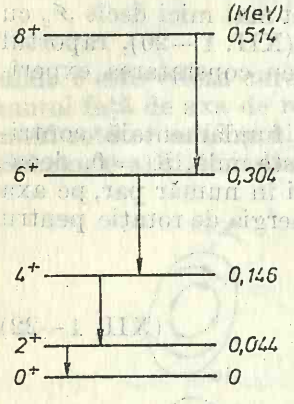


Fig. XII—10. — Spectrul de rotație al nucleului ^{238}Pu.

$$E_{\text{rot.}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1) - \mathcal{B} I^2(I+1)^2 \quad \text{(XII, 1—23)}$$

Termenul corectiv exprimă cuplarea slabă între mișcarea colectivă de rotație și mișcarea colectivă de vibrație sau mișcarea individuală a nucleonilor. În sfîrșit, din examinarea figurii XII — 12 se evidențiază clar caracterul colectiv al mișcării de rotație, în care se reprezintă energia primului nivel de excitare 2^+ pentru nucleele par-pare cu $A > 140$. Conform relației (XII, 1—22) energia acestui nivel este $E_2 = 3\frac{\hbar^2}{\mathcal{I}}$. La nucleele deformate momentul de inerție este mare iar energia de rotație este mică, așa cum indică minimele curbei din figură. Trăsătura izbitoare o constituie maximul pronunțat din regiunea

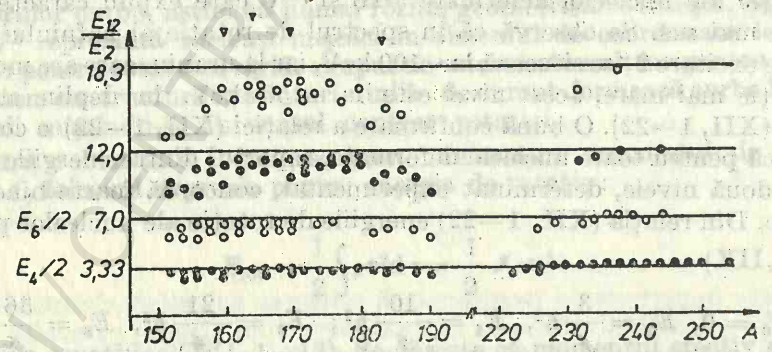


Fig. XII—11. — Variația raportului E_I/E_2 în spectrul de rotație al nucleelor deformate par-pare în stare fundamentală.

$A = 200 \div 220$ care cuprinde nuclee par-pare, puțin deformate, situate în jurul nucleului dublu magic $^{208}_{82}Pb_{126}$ cu straturile nucleonice complet ocupate. În această regiune, contribuția mișcării colective de rotație la excitarea nucleului este minimă. La aceste nuclee contribuția la excitare este adusă de vibrația colectivă și mișcarea individuală a nucleonilor.

Vibrația nucleară. În cazul deformațiilor de cuadrupol, miezul nuclear ia forma unui elipsoid orientat în mod arbitrar în spațiu și ecuația ce descrie oscilațiile suprafeței nucleare (XII, 1—5) ia forma :

$$R = R_0\left[1 + \sum_{m=-2}^{2} \alpha_{2,m}\, Y_{2m}(\theta, \varphi)\right] \qquad \text{(XII, 1—24)}$$

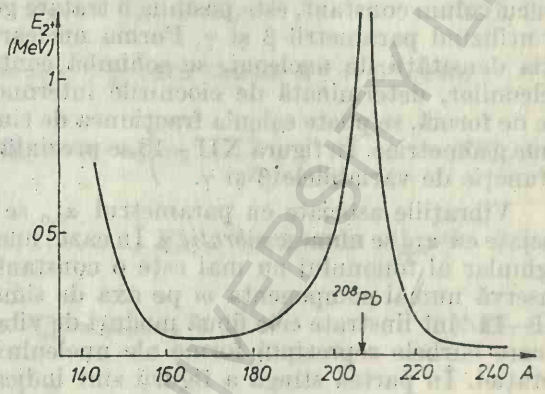


Fig. XII — 12. — Variația primului nivel de excitare rotațională cu $A > 140$, pentru nuclee par-pare.

în care intervin cinci coordonate colective α_{2m}. De regulă, în calculele modelului generalizat se efectuează o transformare de coordonate în așa fel încît energia cinetică a suprafeței nucleare să se descompună într-o sumă de doi termeni : energia de rotație și energia de vibrație. În această transformare se introduc trei unghiuri care determină orientarea elipsoidului și doi parametri interiori. Printr-o alegere corespunzătoare a sistemului de coordonate, trei parametri dispar, deoarece $\alpha_{2,0} = \alpha^*_{2,0}$, $\alpha_{2,1} = \alpha_{2,-1} = 0$ și $\alpha_{2,2} = \alpha_{2,-2}$. Mărimile $\alpha_{2,0}$ și $\alpha_{2,2}$ se exprimă prin parametrii β și γ cu ajutorul ecuațiilor :

$$\alpha_{2,0} = \beta \cdot \cos\gamma \qquad \text{(XII, 1—25)}$$

$$\alpha_{2,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \cdot \sin\gamma \qquad \text{(XII, 1—26)}$$

cu definiția :

$$R - R_0 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}}\, R_0\beta \cdot [\cos\gamma(3\cos^2\theta - 1) + \sqrt{3}\sin\gamma \cdot \sin^2\theta \cdot \cos 2\varphi] \qquad \text{(XII, 1—27)}$$

unde β este *parametrul de deformare* care reprezintă o măsură a deviației de la sfericitate și γ este *unghiul de simetrie axială*, care constituie o măsură a abaterii de la simetria axială și determină forma nucleului. Parametrul β este o măsură a deformării totale a nucleului :

$$\sum_{m=-2}^{2} |\, \alpha_{2,m}|^2 = \beta^2 \qquad \text{(XII, 1—28)}$$

Pentru valori mici ale lui γ se obține: $\alpha_{2,0} \simeq \beta$ și $\alpha_{2,2} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \cdot \gamma$. Pentru $\gamma = 0°$ există simetrie axială în jurul axei z, pentru $\gamma = 60°$ simetria există în jurul axei y, iar pentru valori între 0 și 60° se realizează forme de tranziție cu trei axe diferite, înregistrînd neaxialitate maximă la $\gamma = 30°$. Dacă $\beta > 0$, la $\gamma = 0$ și 60° are loc alungirea, iar la $\gamma = 180$ și 240° se produce aplatizarea formei eliptice. Presupunînd o formă elipsoidală pentru un nucleu cu volum constant, este posibilă o tratare generalizată [1] a formei nucleare utilizînd parametrii β și γ. Forma nucleară, reprezentată prin distribuția densității de nucleoni, se schimbă continuu ca urmare a mișcării nucleonilor, determinată de ciocnirile internucleonice. Analizînd fluctuațiile de formă, se poate calcula fracțiunea de timp în care nucleul ia diferite forme geometrice. În figura XII—13 se prezintă variația formei elipsoidului în funcție de variabilele β și γ.

Vibrațiile asociate cu parametrul $\alpha_{2,0}$ se numesc *vibrații* β, iar cele asociate cu $\alpha_{2,2}$ se numesc *vibrații* γ. În cazul nucleelor deformate, momentul unghiular al fononului nu mai este o constantă a mișcării și de aceea se conservă numai componenta m pe axa de simetrie a nucleului. În figura XII—14 sînt ilustrate cele două moduri de vibrație a nucleelor deformate, în care curbele reprezintă forme ale nucleului în cele două extreme ale vibrației. În partea stîngă a figurii sînt indicate secțiuni într-un plan ce

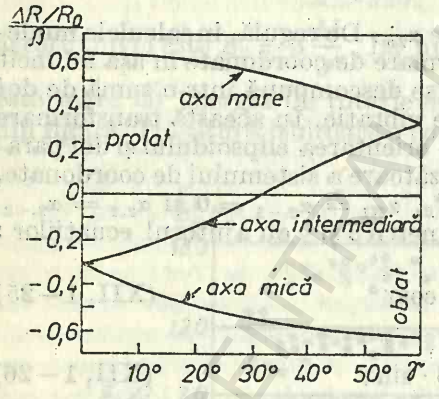


Fig. XII—13. — Forma elipsoidului nuclear în funcție de parametrii β și γ.

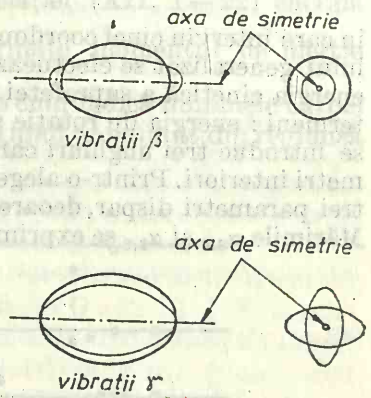


Fig. XII—14. — Reprezentarea schematică a vibrațiilor β și γ ale suprafeței nucleare.

conține axa de simetrie, iar în partea dreaptă, secțiunile sînt într-un plan perpendicular pe axa de simetrie. Se poate observa că în vibrațiile β mișcarea față de axa de simetrie nu este dependentă de unghiul θ, deci se menține simetria axială și distorsiunea oscilează în jurul unei valori β_0, în timp ce γ este zero. Deoarece proiecția momentului unghiular al vibrației β pe axa de simetrie este nulă, stările sînt de tipul $K^{\pi} = 0^{+}$. Excitarea acestor stări se produce la energii de aproximativ 1 MeV. În vibrațiile γ se produc osci-

[1] K. Kumar, M. Beranger, *Nucl. Phys.*, A **92**, 608 (1967); A **110**, 490 (1968); A **122**, 241 (1968).

lației în jurul valorii de zero a parametrului $\alpha_{2,2} = \alpha_{2,-m}$, pentru o valoare dată a lui β. După cum se poate observa din figura XII—3, în vibrațiile γ, se transportă un moment unghiular egal cu două unități, $l = 2$. Deoarece K este o constantă a mișcării, aceste stări sînt de tipul $K^\pi = 2^+$.

Energia stărilor de vibrație colectivă se compune acum din doi termeni:

$$E_{ex.} = E^{\beta}_{ex.} + E^{\gamma}_{ex.} \qquad \text{(XII, 1—29)}$$

în care $E^{\beta}_{ex.}$ energia de vibrație β pentru stările $K^\pi = 0^+$, este:

$$E^{\beta}_{ex.} = \hbar \cdot \omega_\beta \left(n_\beta + \frac{1}{2} \right) \qquad \text{(XII, 1—30)}$$

cu $\omega_\beta = \sqrt{C_\beta / B_2}$ și $n_\beta = 0, 1, 2, \ldots$, $E^{\gamma}_{ex.}$, energia de vibrație γ pentru stările $K^\pi = 2^+$, este:

$$E^{\gamma}_{ex.} = \hbar \omega_\gamma (n_\gamma + 1) \qquad \text{(XII, 1—31)}$$

cu $\omega_\gamma = \sqrt{C_\gamma / B_2}$ și $n_\gamma = 0, 1, 2, \ldots$

În sistemul de coordonate indicat mai sus, energia cinetică a mișcării colective E_c se poate calcula pornind de la primul termen al ecuației (XII, 1—8) și se compune din energia de vibrație și de rotație:

$$E_c(l = 2) = \frac{1}{2} B_2 (\dot{\beta}^2 + \beta^2 \cdot \dot{\gamma}^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3} \mathcal{I}_i \cdot u_i^2 \qquad \text{(XII, 1—32)}$$

unde B_2 este parametrul de masă pentru vibrația de cuadrupol colectivă iar momentul de inerție efectiv este:

$$\mathcal{I}_i = 4 B_2 \beta^2 \sin^2 \left(\gamma - \frac{2}{3} \pi \cdot i \right) = \frac{15}{4} \pi \mathcal{I}_0 \beta^2 \sin^2 \left(\gamma - \frac{2}{3} \pi \cdot i \right) \qquad \text{(XII, 1—33)}$$

cu $\mathcal{I}_0$, momentul de inerție al unei sfere rigide de rază R_0, de forma:

$$\mathcal{I}_0 = \frac{16}{15} \pi \cdot B_2 \qquad \text{(XII, 1—34)}$$

Într-un nucleu cu simetrie axială, pentru care $\gamma = 0, \pi$, momentul de inerție al rotației colective dispare, $\mathcal{I}_3 = 0$; momentele de inerție în raport cu celelalte două axe sînt egale: $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2 = \mathcal{I} = 3 B_2 \beta^2$.

Mișcarea nucleară colectivă poate fi tratată considerînd separat rotația și vibrația, dacă structura intrinsecă a nucleului nu este perturbată

apreciabil. Dacă însă, frecvența de rotație crește, forța centrifugă distorsionează forma nucleului și determină o interacție rotație-vibrație la nucleele sferoidale și elipsoidale. Ca urmare, în spectrele nucleare apare o suprapunere a spectrelor de rotație pură cu spectrele de vibrație pură. De exemplu, la nucleele deformate, pe lîngă benzile pure de rotație 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ etc., apare o vibrație γ suprapusă peste un spectru de rotație cu stări 2^+, 3^+, 4^+, 5^+ și o vibrație β suprapusă peste benzi de rotație cu stări 0^+, 2^+, 4^+, 6^+. Spectrele nucleare ale multor nuclee deformate par-pare ($^{152}_{64}$Gd, $^{152}_{62}$Sm, $^{160}_{60}$Dy, $^{178}_{72}$Hf, $^{178}_{72}$W, $^{190}_{76}$Os ș.a) concordă bine cu cele calculate[1-4], dovedind valabilitatea ipotezelor modelului colectiv. Așa de exemplu, Davidov și Filipov [4] au calculat nivelele rotaționale de energie și probabilitățile de tranziție electrică și magnetică pentru nucleele complexe care nu au simetrie axială, arătînd că valorile proprii ale stărilor rotaționale depind de parametrii β și γ. În funcție de valoarea lui γ, aceste nuclee se pot împărți în trei grupe: prima grupă conține nucleele care au simetrie axială cu $\gamma < 10°$ (^{238}Pu, ^{232}U), a doua grupă cuprinde nucleele cu o ușoară neaxialitate $12° < \gamma < 15°$ (^{160}Dy, ^{166}Er, ^{168}Er, ^{234}U) și a treia grupă o constituie nucleele cu puternică neaxialitate $\gamma > 15°$ (^{186}Os, ^{188}Os, ^{190}Os, ^{192}Os, ^{198}Hg). Spectrele observate experimental pentru aceste nuclee concordă cu prevederile teoretice.

c. INTERACȚIA NUCLEON-MIEZ NUCLEAR. SCHEMA DE CUPLAJ NUCLEAR BOHR-MOTTELSON

Considerațiile teoretice prezentate mai sus nu au luat în seamă interacția dintre nucleonii exteriori și miezul nuclear. O tratare cuprinzătoare trebuie însă să introducă această interacție deoarece este bine stabilit că deformarea nucleului sub influența nucleonului exterior schimbă potențialul mediu care acționează asupra acestuia și modifică forma orbitei nucleonice. După cum s-a arătat, hamiltonianul sistemului nuclear format din miez și nucleonii exteriori, se compune din suma a trei termeni:

$$H = H_s + H_c + H_{int}. \qquad (XII, 1-1)$$

unde hamiltonianul sistemului de nucleoni independenți în reprezentarea modelului straturilor nucleonice are forma:

$$H_s = \sum_i \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_i^2 + V(r_i) - f(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \right] \qquad (XII, 1-35)$$

și hamiltonianul mișcării nucleare colective este dat de relația (XII, 1—8). Expresia hamiltonianului de interacție a nucleonului cu restul nucleului deformat, $H_{int.}$, se calculează pornind de la considerația că potențialul

---

[1] G. Temmer, N. Heydenberg, *Phys. Rev.*, **104**, 967 (1956).
[2] R. Sheline, *Rev. Mod. Phys.*, **32**, 1 (1960).
[3] J. Davidson, M. Davidson, *Phys. Rev.*, **138** B, 316 (1965).
[4] A. Davidov, G. Filipov, *Nucl. Phys.*, **8**, 237 (1958).

static de simetrie sferică, $V_0(r)$, devine $V(r)$ în urma acestei interacții, unde raza vectoare r este dată de relația (XII, 1 — 5): $r = r_0\left[1 + \sum_{l,\,m} \alpha_{l,m} \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi)\right] = r_0 f(\beta, r, \theta, \varphi)$ cu:

$$f(\beta, r, \theta, \varphi) = 1 + \sum_{l,m} \cdot \alpha_{l.m} \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad \text{(XII, 1—36)}$$

Potențialul nuclear depinde acum de coordonate individuale și colective

$$V = V_0\left(\frac{r}{f(\beta, r, \theta, \varphi)};\ l, s\right) = V(\alpha_{l;m}; r, l, s) \qquad \text{(XII, 1—37)}$$

Dezvoltînd în serie de puteri pe $V(\alpha_{l,m}, r)$, fără referire la l, s:

$$V(\alpha_{l,m}, r) = V(0, r) + \sum\left(\frac{\partial V}{\partial \alpha_{l,m}}\right)_0 \alpha_{l,m} =$$

$$= V_0(r) + \sum\left(\frac{dV_0}{dr}\right)\cdot\left[\frac{\partial}{\partial \alpha_{l,m}}\left(\frac{r}{f(\beta, r, \theta, \varphi)}\right)\right]_0 \cdot \alpha_{l,m} =$$

$$= V_0 - r \cdot \left(\frac{dV_0}{dr}\right)\sum \alpha_{2.m} \cdot Y_{2.m} \qquad \text{(XII, 1—38)}$$

și punînd:

$$k(r) = r\frac{dV_0}{dr}$$

hamiltonianul de interacție ia forma [1]:

$$H_{\text{int.}} = -\sum_i k(r_i) \cdot \sum_{l,m} \alpha_{l,m} \cdot Y_{l.m}(\theta, \varphi) \qquad \text{(XII, 1—39)}$$

Relația (XII, 1—1) constituie baza teoretică a concepției dinamice asupra cuplajului dintre mișcarea individuală și colectivă a nucleonilor, cunoscut sub denumirea de *schema de cuplaj nuclear Bohr-Mottelson*. În multe privințe, dinamica sistemului nuclear este asemănătoare cu aceea a moleculelor, la care au loc mișcări individuale ale electronilor cuplate cu mișcările de rotație și vibrație ale moleculelor [2]. Rezolvarea riguroasă a ecuației lui Schrödinger pentru un sistem nuclear cuplat, cu hamiltonianul de forma (XII, 1—1), este foarte complicată. Din acest motiv, se consideră

[1] M. Preston, op. cit., p. 250.
[2] Vol. I, 2, p. 525.

două cazuri limită, în care se pot obține anumite soluții aproximative mai simple, cunoscute sub numele de *cuplaj slab* și *cuplaj tare*.

Cuplajul slab. În aproximația cuplajului slab, valabilă pentru nucleele sferice, sau puțin deformate, se consideră că nucleonul sau golul nucleonic, nu interacționează cu miezul nuclear și ca urmare hamiltonianul de interacție $H_{int.}$ din ecuația (XII, 1—1) se poate neglija. Mișcarea individuală a nucleonilor și mișcarea colectivă de vibrație a suprafeței miezului se desfășoară independent una de alta, ceea ce înseamnă că nucleonii execută mai multe mișcări de rotație pe orbită, pînă cînd suprafața miezului execută o mișcare de vibrație. Mișcarea nucleonilor exteriori se poate descrie după modelul straturilor nucleonice, iar suprafața miezului nuclear execută mișcări de vibrație conform ecuației (XII, 1—8). În acest caz, hamiltonianul sistemului nuclear (XII, 1—1) devine:

$$H = H_s(r) + H_c(\alpha_{l,m}) \qquad \text{(XII, 1—40)}$$

iar funcția de undă nucleară totală este dată de produsul a doi factori:

$$\Psi = \Psi_s(r) \cdot \Psi_c(\alpha_{l,m}) \qquad \text{(XII, 1—41)}$$

Stările nucleonului independent sînt caracterizate prin numerele cuantice din modelul straturilor nucleonice, iar oscilațiile suprafeței se caracterizează atît prin numărul n de fononi cu $l = 2$, cît și prin momentul unghiular total al miezului R și proiecția sa, m_R pe axa oz. În aproximația cuplajului slab, legătura dintre mișcarea nucleonului exterior și deformațiile superficiale ale miezului se studiază folosind reprezentarea mișcării necuplate. În efectuarea calculelor se disting două cazuri: un nucleon în afara miezului și mai mulți nucleoni în afara miezului. În cazul unui singur nucleon exterior miezului, funcția de undă a nucleului, în această reprezentare, poate fi scrisă în prima aproximație a teoriei perturbațiilor, sub forma:

$$\Psi_{I,M} = |j; 0, 0; I, M\rangle - \sum_{j'} \sum_{l} |j'; \ 1, l; IM\rangle \times$$

$$\times \frac{\langle l | k(r) | l' \rangle \langle j | Y_l | j' \rangle}{\hbar\omega_l + (E_{j'} - E_j)} \cdot \left(\frac{\hbar \cdot \omega_l}{2 C_l} \right)^{1/2} \qquad \text{(XII, 1—42)}$$

unde $\hbar \cdot \omega_l$ este energia fononului, iar $E_{j'}$, și E_j energia nivelelor caracterizate prin numerele cuantice j' și j, pe care le poate ocupa nucleonul. Elementul de matrice al lui $k(r)$ între funcțiile de undă radiale ale stărilor nucleonice este de forma:

$$\langle l | k(r) | l' \rangle = \int u_l(r) \, k(r) \, u_{l'}(r) \, r^2 dr \simeq V_0 R_0^3 u_l(R_0) u_{l'}(R_0)$$

De regulă, în multe calcule, este tratat ca o constantă.

Stările sistemelor necuplate se pot forma prin adiția vectorială a momentelor unghiulare nucleonice și colective specificate prin $|j\,;\,n_l\,l\,;\,I,\,M\rangle$ unde n_l este numărul de fononi iar l momentul unghiular.

Starea fundamentală a nucleului în care nu are loc cuplajul dintre gradele de libertate ale mișcării individuale și colective, este reprezentată de primul termen din funcția de undă (XII, 1—42) : $|j\,;\,0,\,0\,;\,I=j,\,M=m\rangle$, nucleonul are momentul cinetic total j, iar miezul nuclear nu este excitat, $n_l=0$. Termenul al doilea din (XII, 1—42) reprezintă starea fundamentală a nucleului, în care are loc cuplarea dintre nucleon, cu momentul cinetic total j, și miezul nuclear, caracterizat prin numerele cuantice $n_l=1$ și $l=2$ (un singur fonon cu momentul $l=2$). Pentru aceste stări, elementul de matrice $\langle j\,;\,n_l,\,l\,;\,I,\,M\,|\,H_{\text{int.}}\,|\,j\,;\,0,0\,;\,I=j,\,M=m\rangle$ este diferit de zero.

Schema de adiție vectorială în cuplarea slabă dintre nucleon și miezul nuclear, de formă sferică, este prezentată în figura XII—15 *a*. Momentul unghiular **R** al miezului cuplează cu momentul total al nucleonilor exteriori

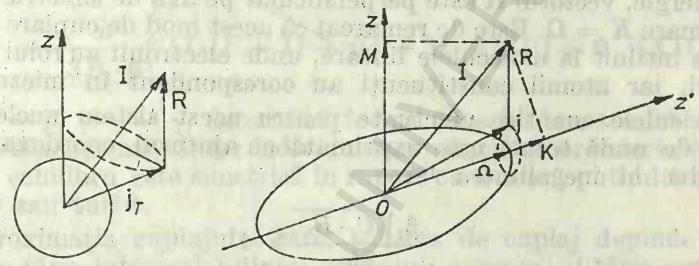


Fig. XII — 15. — Schema adiției vectoriale în cuplarea nucleon — miez nuclear. a) cuplarea slabă ; *b*) cuplarea tare.

$\mathbf{j}_T$ rezultînd momentul cinetic total al nucleului **I**. Momentele **R** și $\mathbf{j}_T$ execută o mișcare lentă de precesie în jurul rezultantei $\mathbf{I}=\mathbf{R}+\mathbf{j}_T$.

În aproximația cuplajului slab, se poate interpreta foarte bine probabilitatea de emisie a radiației γ prin tranziții nucleonice colective : *tranzițiile fononice*. Excitațiile colective ale nucleonilor se reduc, în acest caz, la excitația fononică a miezului. Deoarece aproximația cuplajului slab este valabilă mai ales pentru nucleele ale căror configurații nucleonice sînt apropiate de aceea a unui miez, urmează că nivelele de excitare colectivă trebuie să aibă, la aceste nuclee, proprietățile caracteristice unor oscilații superficiale. Din acest punct de vedere, prezintă interes primele nivele excitate ale nucleelor cu straturi complete. Ținînd seama că fononii sînt particule Bose cu spinul 2, este de așteptat ca printre primele stări excitate colective ale acestor nuclee să existe nivele caracterizate prin parametrii 2^+. Într-adevăr, nucleele cu configurație dublu magică $^{16}_{8}O$ și $^{40}_{20}Ca$ confirmă această așteptare.

Cuplajul tare. În aproximația cuplajului tare, valabilă pentru nucleele deformate, suprafața miezului este sensibil deformată și problema mișcării se rezolvă în aproximația adiabatică, considerînd că mișcarea nucleonului exterior față de suprafața miezului deformat este mai rapidă

decît mişcarea de rotaţie şi de vibraţie a întregului sistem nuclear. Cu mărirea numărului de nucleoni exteriori, interacţia nucleon—miez nuclear devine mai puternică şi creşte amplitudinea oscilaţiilor suprafeţei nucleare, ceea ce determină o deformare stabilă. Prin aceasta, cîmpul nuclear care acţionează asupra nucleonilor exteriori se abate cît mai mult de la simetria sferică, avînd ca urmare un schimb intens de impuls între miez şi nucleoni, astfel că oscilaţiile suprafeţei miezului sînt puternic cuplate cu mişcarea nucleonilor exteriori.

Schema de cuplaj al momentelor, în aproximaţia cuplajului tare, considerînd un singur nucleon exterior, este prezentată în figura XII—15 *b*. Momentul unghiular **j** al nucleonului execută o mişcare rapidă de precesie în jurul axei de simetrie a nucleului *oz'* şi componenta sa Ω, pe această axă, este o constantă a mişcării. Vectorul Ω cuplează cu vectorul **R** formînd vectorul moment cinetic total **I**, $\mathbf{I} = \mathbf{R} + \Omega$; ambii vectori execută o mişcare de precesie în jurul lui **I**. Proiecţia vectorului **I** pe axa de simetrie este **K**. Pentru un nucleu impar, cu miezul nuclear par-par, în starea de joasă energie, vectorul **R** este perpendicular pe axa de simetrie a nucleului şi ca urmare $K = \Omega$. Este de remarcat că acest mod de cuplare este similar cu acela întîlnit la moleculele lineare, unde electronii au rolul nucleonilor exteriori, iar atomii constituenţi au corespondent în miezul nuclear.

Calculele cuantice efectuate pentru acest sistem nuclear, în care funcţia de undă totală este exprimată cu ajutorul coordonatelor β, γ şi θ, conduc la inegalitatea [1]:

$$\frac{\beta_1 \sqrt{C_l \cdot B_l}}{2\hbar} \geqslant 1 \qquad \text{(XII, 1—43)}$$

care exprimă condiţia de aplicabilitate a aproximaţiei cuplajului tare. Datele experimentale au demonstrat că această condiţie este satisfăcută pentru multe din stările nucleare reale. Parametrul β_1 se determină în modul următor [2]. Hamiltonianul (XII, 1—1) poate fi scris în forma:

$$H = T_{\text{vibr.}} + H_S + \frac{1}{2} C_l \cdot \beta^2 + \frac{1}{2} k C_j \cdot \beta \cdot \cos\gamma \left\{ 3\Omega^2 - j(j+1) + \right.$$

$$+ \frac{\hbar^2}{8 B_l \beta^2 \cdot \sin^2\gamma} (K - \Omega)^2 + \frac{\hbar^2}{16 B_l \cdot \beta^2} \cdot \left[\frac{1}{\sin^2\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\right)} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{1}{\sin^2\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right)} \right] I(I+1) - K^2 + j(j+1) - \Omega^2 \right\} =$$

$$= T_{\text{vibr}} + U(\beta, \gamma), \qquad \text{(XII, 1—44)}$$

---

[1] A. Sanielevici, D. Bogdan, „Structura nucleului atomic şi tranziţiile radioactive", Edit. Academiei, Bucureşti, 1958, p. 276.

[2] A. Sanielevici, D. Bogdan, op. cit., p. 279.

unde: $T_{vibr.} = \frac{1}{2} \cdot B_l(\beta^2 + \beta^2 \cdot \gamma^2)$; $C_j = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cdot \frac{1}{2j \cdot (j+1)}$ iar celelalte mărimi au semnificația cunoscută. Termenul $\mathcal{U}(\beta, \gamma)$ nu conține derivate în raport cu β și γ. Din (XII, 1—44) se poate vedea că acest termen ia valoarea minimă pentru $K = \Omega$, condiție care determină starea fundamentală a nucleului. Pentru a determina complet starea fundamentală este necesar să se precizeze valorile pe care le iau parametrii β și γ în această stare. S-a stabilit că $\mathcal{U}(\beta, \gamma)$ ia valoarea minimă pentru $\beta = \beta_1$ și $\gamma = \gamma_1$, unde:

$$\gamma = \begin{cases} 0 \text{ pentru } 3\Omega^2 - j(j+1) < 0 \\ \pi \text{ pentru } 3\Omega^2 - j(j+1) > 0 \end{cases}$$

iar β_1 este soluția ecuației:

$$C_l \cdot \beta_1 - \frac{1}{2} kC_j[3\Omega^2 - j(j+1)] -$$

$$- \frac{\hbar^2}{3B_l \cdot \beta^2}[I \cdot (I+1) + j(j+1) - 2\Omega^2] = 0 \quad \text{(XII, 1—45)}$$

Condițiile $\beta = \beta_1$ și $\gamma = \gamma_1$ determină forma de echilibru a nucleului deformat sub influența mișcărilor individuale ale nucleonilor exteriori. Această formă de echilibru este simetrică în raport cu axa oz', putînd fi un elipsoid alungit sau turtit.

În aproximația cuplajului tare, schema de cuplaj depinde de raportul dintre tăria interacției dintre nucleonii exteriori și tăria cuplajului nucleon — miez nuclear. Dacă cuplajul nucleonilor cu suprafața miezului deformat este mult mai puternic decît interacțiile dintre nucleoni, aceștia se vor mișca independent în cîmpul miezului deformat, fiecare din ei avînd o proiecție constantă, Ω_p, a momentului său cinetic pe axa de simetrie a nucleului. Suma proiecțiilor pe această axă este $\Omega = \sum_p \Omega_p$, iar în starea fundamentală $I = K = \Omega$. În figura XII — 16a se prezintă schema de cuplaj nuclear pentru o configurație $(j)^3$ a nucleonilor exteriori. Stările de

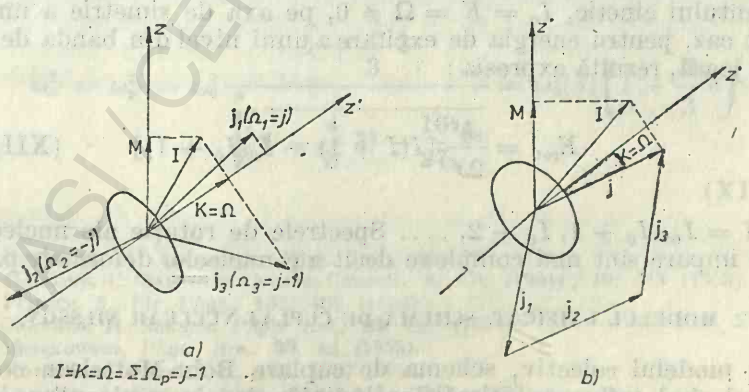


Fig. XII—16. — Schema de cuplaj pentru o configurație a nucleonilor exteriori de tipul $(j)^3$, în aproximația cuplajului tare.

energie minimă ale acestor trei nucleoni sînt caracterizate prin $\Omega = j$, $-j, j-1$, de unde rezultă $I = \Omega = j - 1$. Aceasta oferă explicația cuplajului anormal $I = j - 1$, constatat la unele nuclee, care este deci datorată cuplajului tare dintre nucleonii exteriori și suprafața deformată a miezului nuclear.

Dacă interacțiile dintre nucleonii exteriori sînt mai puternice decît cuplajele lor cu miezul nuclear deformat, aceștia nu se mai mișcă independent unii de alții, ci își cuplează momentele lor cinetice, iar vectorul rezultant j se cuplează cu suprafața deformată a miezului, așa cum este indicat în figura XII—16*b*, pentru un sistem cu trei nucleoni exteriori, ale căror interacții determină un cuplaj normal. Starea fundamentală a nucleului este caracterizată în acest caz prin numerele cuantice $I = \Omega = j$. Dacă numărul de nucleoni exteriori λ, din nivelul cu numărul cuantic j, este mai mic decît jumătate din numărul de nucleoni ce pot ocupa acel nivel, $\lambda < j + \frac{1}{2}$, forma de echilibru a nucleului corespunde unui elipsoid turtit, deoarece $\gamma = \pi$. Acești λ nucleoni se grupează în perechi cu Ω antiparaleli. Pentru valori pare ale lui λ, $\Omega = 0$, iar pentru λ impar, $\Omega = j - \frac{1}{2}(\lambda - 1)$. Dacă numărul nucleonilor exteriori λ este mai mare decît jumătate din numărul de nucleoni ce pot ocupa acel nivel, $\lambda > j + \frac{1}{2}$, forma de echilibru a nucleului corespunde unui elipsoid alungit, $\gamma = 0$ (în acest caz, este mai comod să se considere numărul de goluri din nivel).

În aproximația cuplajului tare, valabilă pentru nucleele puternic deformate, se pot calcula probabilitățile de emisie a radiației γ prin tranziții nucleonice colective între nivelele rotaționale. După cum s-a arătat, spectrul primelor nivele excitate colective este format din stări de rotație și vibrație. La nucleele par-pare, care în starea fundamentală sînt caracterizate prin numerele cuantice $I = K = \Omega = 0$, banda cea mai joasă de nivele de rotație este dată de relația (XII, 1—22), pentru valori ale spinului nuclear, $I = 0, 2, 4, 6, \ldots$ cu paritatea pozitivă. La nucleele impare, datorită nucleonului nepereche, în starea fundamentală apare o proiecție a momentului cinetic, $I_0 = K = \Omega \neq 0$, pe axa de simetrie a nucleului. În acest caz, pentru energia de excitare a unui nivel din banda de rotație cea mai joasă, rezultă expresia :

$$E_{\text{rot.}} = \frac{\hbar^2}{2\mathscr{I}} [I(I+1) - I_0(I_0+1)] \qquad \text{(XII, 1—46)}$$

unde : $I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2, \ldots$. Spectrele de rotație ale nucleelor deformate impare sînt mai complexe decît ale nucleelor deformate par-pare.

2. MODELUL UNIFICAT. SCHEMA DE CUPLAJ NUCLEAR NILSSON

În modelul colectiv, schema de cuplare Bohr-Mottelson consideră în primul rînd influența mișcărilor individuale ale nucleonilor exteriori asupra formei nucleului, fără a exprima în mod satisfăcător influența

cîmpului nucleului deformat asupra mişcărilor individuale ale nucleonilor. Teoria tratează cuplarea unui număr relativ mic de nucleoni exteriori aflaţi pe acelaşi nivel — caracterizat după modelul Mayer-Jensen prin numărul cuantic j — cu suprafaţa deformată a miezului. Ca umrare a deformării miezului, stările de mişcare ale nucleonilor exteriori se caracterizează prin proiecţiile Ω_p. Modelul Bohr-Mottelson nu poate da însă spectrul stărilor nucleonice individuale în cîmpul nucleului deformat.

Modelul unficat elaborat de Nilsson, consideră nucleul ca un sistem de nucleoni care se mişcă liberi în cîmpul nuclear selfconsistent deformat. În această reprezentare, calculul stărilor legate de nucleoni, în nuclee puternic deformate, permite obţinerea spectrului stărilor nucleonice. Particularitatea importantă a schemei Nilsson o constituie renunţarea la modelul hidrodinamic pentru descrierea comportării miezului nuclear cu ajutorul hamiltonianului (XII, 1—8) şi tratarea acestuia ca un sistem de nucleoni ce se mişcă independent unii faţă de alţii, conform modelului straturilor nucleonice. Considerarea deformabilităţii nucleului şi influenţa acesteia asupra succesiunii nivelelor de energie ale nucleonilor, se realizează prin tratarea mişcării nucleonilor într-un cîmp nuclear selfconsistent nesferic, de simetrie axială. Din această cauză, acest model se consideră un „model colectiv cu aproximaţia uniparticulă".

S-au efectuat mai multe calcule referitoare la influenţa deformării nucleare asupra succesiunii nivelelor de energie, utilizînd diferite forme de potenţial nuclear [1–3]. Contribuţia fundamentală a fost adusă de Nilsson [4], care a utilizat un potenţial de oscilator armonic tridimensional *anizotrop*, cu doi termeni corectivi — corespunzînd unui elipsoid prolat sau oblat — pentru descrierea proprietăţilor nucleelor grele, deformate:

$$V(r) = V(x, y, z) = \frac{1}{2} M(\omega_{x'}^2 x'^2 + \omega_{y'}^2 y'^2 + \omega_{z'}^2 z'^2) \qquad \text{(XII, 2—1)}$$

unde frecvenţele $\omega_{x'}$, $\omega_{y'}$, şi $\omega_{z'}$ sînt neegale. În cazul unui nucleu cu simetrie axială, $\omega_{x'} = \omega_{y'}$, şi dependenţa mărimilor $\omega_{x'}$, $\omega_{y'}$ şi $\omega_{z'}$ de deformarea δ este dată de relaţiile:

$$\omega_{x'}^2 = \omega_{y'}^2 = \omega_0^2 \frac{1 + \frac{2}{3}\delta}{\sqrt[3]{1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3}} = \omega_0^2(\delta)\left(1 + \frac{2}{3}\delta\right)$$

(XII, 2—2)

---

[1] E. Feenberg, K. Hammack, *Phys. Rev.*, **81**, 285 (1951).
S. Gallone, C. Salvetti, *Nuovo Cimento*, **8**, 970 (1951); **10**, 145 (1953).
D. Pfirsch, *Z. für Phys.*, **132**, 409 (1952).
S. Granger, R. Spence, *Phys. Rev.*, **83**, 460 (1951).

[2] S. Moszkowski, *Phys. Rev.*, **99**, 83 (1955).
K. Gottfried, *Phys. Rev.*, **103**, 1017 (1956).
R. Lemmer, A. Green, *Phys. Rev.*, **119**, 1043 (1960).

[3] T. Newton, *Canad. J. Phys.*, **37**, 941 (1959); **38**, 700 (1960).

[4] S. Nilsson, *Danske Videnske. Selsk. mat-fys. Medd.*, **29**, 16 (1955).

$$\omega_{z'}^2 = \omega_0^2 \frac{1 - \frac{4}{3}\delta}{\sqrt[3]{1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3}} = \omega_z^2(\delta)\left(1 - \frac{4}{3}\delta\right) \qquad \text{(XII, 2—3)}$$

$$\text{unde } \omega_0(\delta) = \omega_0\left(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3\right)^{-\frac{1}{6}} \qquad \text{(XII, 2—4)}$$

deoarece $\omega_{x'} \cdot \omega_{y'} \cdot \omega_{z'} = \text{const.}$, ca urmare a faptului că deformarea este luată la volum constant. Deformarea δ este corelată cu parametrul de deformare β din teoria Bohr-Mottelson prin relația:

$$\delta \simeq \frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \simeq 0{,}95\ \beta \qquad \text{(XII, 2—5)}$$

Interacția unui nucleon cu cîmpul nuclear selfconsistent deformat, este reprezentată prin hamiltonianul uniparticulă de forma următoare:

$$H = H_0 + C_N \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + D_N \mathbf{l}^2 \qquad \text{(XII, 2—6)}$$

în care:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + \frac{1}{2}M(\omega_{x'}^2 x'^2 + \omega_{y'}^2 y'^2 + \omega_{z'}^2 z'^2) \qquad \text{(XII, 2—7)}$$

termenul al doilea $C_N \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ exprimă interacția spin-orbită, iar ultimul termen $D_N \mathbf{l}^2$ simulează interpolarea dintre potențialul de oscilator și rectangular care conduce la o formă mai apropiată de cea reală. Acest termen devine important pentru valori mari ale lui l și are ca efect o coborîre a nivelelor cu moment cinetic orbital mare. Mărimile C_N și D_N sînt constante, ale căror valori se aleg în așa fel ca pentru simetria sferică, $\delta = 0$, spectrul de energie obținut să fie în concordanță cu cel observat experimental.

Rezolvarea numerică a ecuației lui Schrödinger pentru sistemul nuclear uniparticulă:

$$(H_0 + C_N \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + D_N \cdot \mathbf{l}^2)\Psi = E \cdot \Psi \qquad \text{(XII,2—8)}$$

permite calculul energiei stărilor nucleonice în funcție de deformarea δ. Funcția de undă totală pentru un set dat de valori ale numărului cuantic principal al oscilatorului, N, și ale lui Ω, proiecția spinului nuclear pe axa de simetrie, în potențialul distorsionat, se scrie sub forma:

$$\Psi = \sum c_i \cdot \Psi_i^0 \qquad \text{(XII, 2—9)}$$

unde Ψ_i^0 sînt funcțiile de undă ale oscilatorului armonic cu valori date ale lui N și Ω. Calculul coeficienților c_i și al valorilor proprii ale energiei, se

realizează prin diagonalizarea matricei de interacție, ale căror elemente sînt de forma:

$$H^0_{n,m} = \int \Psi^{0*}_n \cdot H \cdot \Psi^0_m \, d\tau \qquad \text{(XII, 2—10)}$$

Mai întîi se efectuează schimbarea de variabilă:

$$x = \sqrt{\frac{M \cdot \omega_0}{\hbar}} \cdot x' \text{ etc } \ldots \qquad \text{(XII, 2—11)}$$

și hamiltonianul H_0 din ecuația (XII, 2—7) se scrie sub forma:

$$H_0 = H^0_0 + H_\delta \qquad \text{(XII, 2—12)}$$

unde H^0_0 este hamiltonianul de simetrie sferică:

$$H^0_0 = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \frac{1}{2} M \omega_0^2 \cdot r^2 \qquad \text{(XII, 2—13)}$$

ale cărui valori proprii sînt:

$$E_0 = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar \cdot \omega_0$$

Deviația de la simetria sferică, ca urmare a cuplajului dintre nucleu și axa de simetrie, este exprimată de hamiltonianul de deformare H_δ:

$$H_\delta = -\delta\hbar \cdot \omega_0 \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \cdot r^2 \, Y_{2,0}(\theta, \varphi) \qquad \text{(XII, 2—14)}$$

în care dependența unghiulară este redată prin funcția $Y_{2,0}(\theta, \varphi)$. În a doua etapă se diagonalizează operatorul $H - H^0_0$, într-o reprezentare aleasă. Pentru aceasta, în locul constantelor C_N și D_N, se introduc parametrii $\varkappa$ și μ definiți în modul următor:

$$\varkappa = -\frac{1}{2} \cdot \frac{C_N}{\hbar \cdot \omega_0} \qquad \text{(XII, 2—15)}$$

$$\mu = \frac{2D_N}{C_N} \qquad \text{(XII, 2—16)}$$

iar deformarea δ este înlocuită cu parametrul η definit prin relația:

$$\eta = \frac{\delta}{\varkappa} \frac{\omega_0(\delta)}{\omega_0} = \frac{\delta}{\varkappa} \left(1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right)^{-1/6} \qquad \text{(XII, 2—17)}$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În final, pentru operatorul $H - H_0^0$, Nilsson obține expresia:

$$H - H_0^0 = \varkappa\hbar \cdot \omega_0 \cdot R \qquad \text{(XII, 2—18)}$$

unde matricea adimensională R este:

$$R = \eta \cdot U - 2 \cdot l \cdot s - \mu l^2 \qquad \text{(XII, 2—19)}$$

cu:

$$U = -\frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\, r^2 Y_{2,0}(\theta, \varphi) \qquad \text{(XII, 2—20)}$$

obținut din relația:

$$H_\delta = \delta\hbar\omega_0 \cdot U = \varkappa\hbar \cdot \omega_0(\delta)\eta \cdot U \qquad \text{(XII, 2—21)}$$

Operatorul R depinde deci de parametrul de deformare η și de μ, care este independent de deformare. R este tratat ca o funcție de η și este diagonalizat pentru o secvență de valori ale lui η. Valorile proprii ale lui R aparținînd anumitor numere cuantice N și Ω sînt denotate prin $r^{N,\Omega}(\eta)$. Energiile corespunzătoare valorilor proprii ale hamiltonianului total al sistemului, sînt date de expresia generală:

$$E^{N,\Omega} = \left(N + \frac{3}{2}\right)\hbar \cdot \omega_0(\delta) + \varkappa\hbar \cdot \omega_0 r^{N,\Omega}(\eta) \qquad \text{(XII, 2—22)}$$

Valorile lui $\varkappa$ și μ au fost astfel alese ca pentru $\delta = 0$, nivelele nucleare să se succeadă în ordinea dată de modelul straturilor nucleonice. Parametrul $\varkappa$ determină în principal succesiunea nivelelor de energie cu același număr cuantic N, iar parametrul μ corectează succesiunea, coborînd nivelele ce corespund unor valori mari ale lui l.

Valorile proprii și funcțiile proprii pentru valori mai mari ale lui N au fost obținute cu ajutorul calculatoarelor electronice.

Succesiunea nivelelor de energie uniparticulă în potențialul distorsionat, în funcție de parametrul de deformare δ, cunoscută sub denumirea de diagrama Nilsson [1], este redată în figura XII—17. Pe ordonată este reprezentată energia orbitelor nucleonice în unități $\hbar\omega_0(\delta)$ iar nivelele sînt specificate prin numărul cuantic Ω și prin paritate. Pe abscisă, valorile pozitive ale deformării δ indică deformare prolată, iar valorile negative ale lui δ corespund deformării sferoidale oblate. Pentru nucleele sferice unde deformarea este nulă ($\delta = 0$), orbitele nucleonice nedeformate sînt specificate prin numărul cuantic j, care este o constantă a mișcării și deoarece energia nu depinde de orientarea spațială, toate stările Ω corespunzătoare unui j dat, sînt degenerate. Pentru $\delta = 0$, diagrama Nilsson se transformă în schema de nivele nucleonice Mayer-Jensen, prezentată în figura XI—9. La nucleele deformate, numărul cuantic j nu se mai conservă și

[1] B. Mottelson, S. Nilsson, *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1**, 8 (1959).

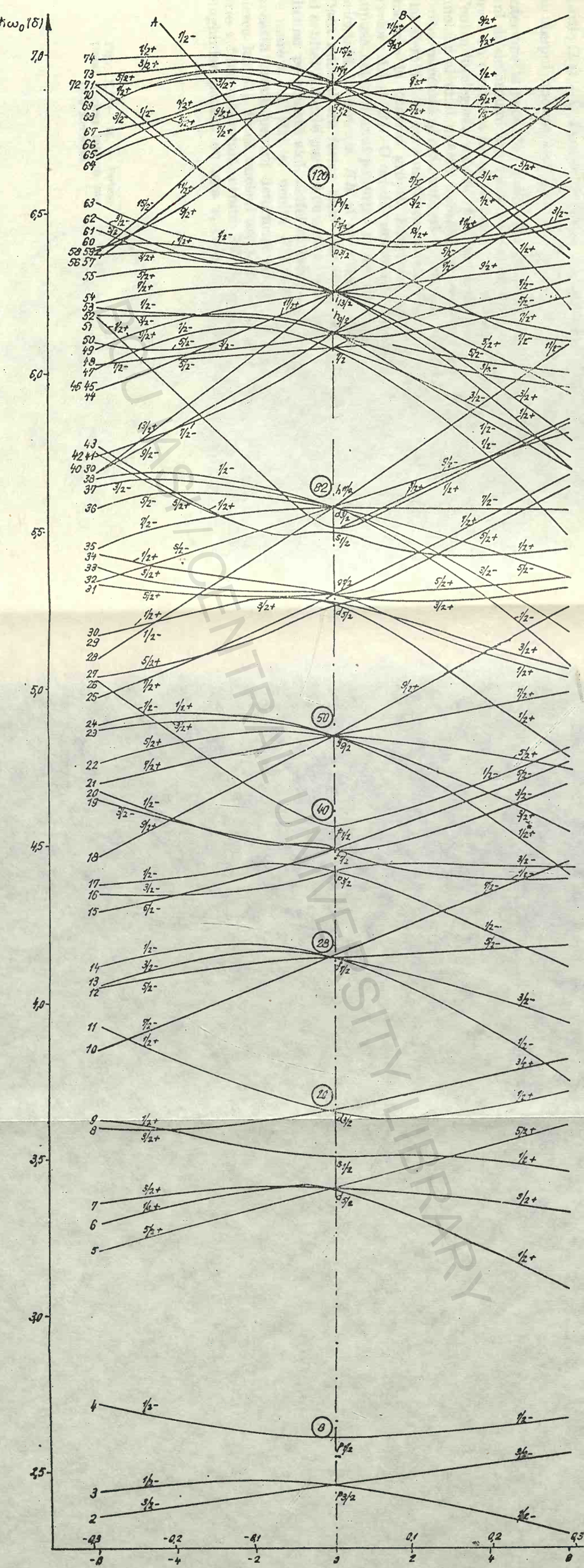


Fig. XII—17. — Diagrama Nilsson.

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

stările nucleonice sînt caracterizate prin numărul cuantic Ω și prin paritate. Dacă într-un cîmp cu simetrie sferică ($\delta = 0$) un nucleon ocupă o stare l_j, într-un cîmp cu simetrie axială ($\delta \neq 0$) acesta va ocupa $2j + 1$ stări cu componenta momentului unghiular de-a lungul axei de simetrie $\Omega = j$, $j - 1, \ldots - (j - 1), - j$. Deoarece nu există o diferență de energie între stările Ω și $-\Omega$, fiecare nivel din modelul straturilor nucleonice se despică în cîmpul nuclear sferoidal în $\frac{1}{2}(2j + 1)$ nivele. Degenerescența care intervine la nucleele sferice este ridicată la nucleele deformate de termenul de deformare H_δ, astfel că pentru $\delta > 0$, energiile nivelelor nucleonice cresc cu creșterea lui Ω, iar pentru $\delta < 0$, energiile scad cu creșterea lui Ω. Pentru înțelegerea acestui efect, se va examina mai amănunțit potențialul nuclear al unui nucleu sferoidal prezentat schematic în figura XII—18. Curba punctată și cea continuă reprezintă secțiuni prin groapa de potențial sferoidal, la care mărimea sa este 90% și 10% din valoarea adîncimii maxime în centrul gropii. Diagrama are simetrie de rotație în jurul axelor AA și BB. O orbită nucleonică orientată în direcția AA va fi supusă acțiunii unui potențial mediu mai adînc și mai larg decît o orbită orientată în direcția BB și ca urmare, energia primei va fi mai mică. Dacă nucleul are forma unui sferoid oblat, vectorul moment unghiular al orbitei AA este paralel cu axa z, iar acela al orbitei BB este perpendicular pe această axă, astfel că orbita AA se caracterizează prin valoare mare a lui $|\Omega|$ și orbita BB printr-o valoare mică a lui $|\Omega|$. Din această cauză, pentru deformare oblată energia nivelelor crește cu scăderea lui $|\Omega|$. Dacă nucleul are forma unui sferoid prolat, axa de simetrie z fiind orizontală. orbita BB de energie mare are vectorul moment unghiular paralel cu axa z, ceea ce corespunde unei valori mari a lu

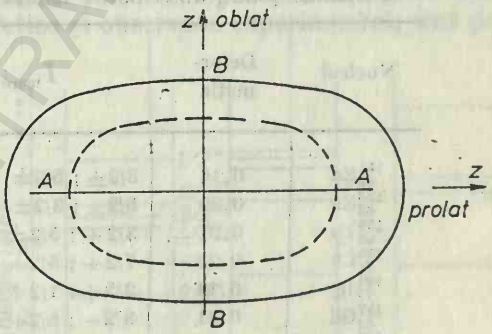


Fig. XII — 18. — Potențialul nuclear într-un nucleu sferoidal.

$|\Omega|$. Din această cauză pentru deformare prolată energia nivelelor crește cu creșterea lui $|\Omega|$, după cum se poate vedea în figura XII—17. Caracteristica esențială a diagramei Nilsson este imprimată de însușirea oscilatorului armonic anizotrop: diferența mare de energie dintre straturile nucleonice majore și intersectarea nivelelor cu creșterea deformării nucleare. Succesiunea nivelelor de energie devine foarte complexă cu creșterea lui δ, pentru deformări mijlocii diferitele nivele variind în mod particular în funcție de mărimea lui δ. Pentru deformări mai mari, spectrul de nivele se simplifică, deoarece se poate considera că succesiunea de nivele

este dată de potențialul oscilatorului armonic anizotrop, termenii proporționali cu l·s și l fiind considerați ca perturbații.

Schema de cuplaj nuclear Nilsson s-a utilizat cu succes pentru determinarea spinilor nucleelor deformate, la studiul dezintegrărilor radioactive care au loc în aceste nuclee și pentru determinarea momentelor nucleare. Este bine stabilit că mărimea deformației nucleare crește cu atît mai mult cu cît configurația nucleului diferă mai mult de aceea a unui nucleu cu straturi nucleonice complete. Această variație a deformației nucleare este verificată de valorile determinate experimental pentru spinii nucleari, momentele nucleare și probabilitățile proceselor de tranziție radioactivă.

Un progres important în interpretarea spinilor nucleari l-a adus modelul colectiv, care dă spectrul nivelelor nucleonice de energie în cîmpul nucleului deformat și permite determinarea imediată a spinului în stare fundamentală sau în primele stări excitate, dacă se cunoaște deformarea nucleului, dedusă din valoarea momentului electric de cuadrupol. În schema Nilsson fiecare nivel poate fi ocupat numai de doi nucleoni identici, ale căror stări se deosebesc prin semnul lui Ω. Absența oricărei alte degenerări conduce la reguli simple de cuplaj, care sînt foarte importante pentru determinarea spinilor nucleari. Așa de exemplu, la nucleele impare, spinul în starea fundamentală este egal cu valoarea lui Ω, corespunzătoare nivelului ocupat de nucleonul nepereche. Valorile teoretice ale spinului nuclear prevăzute de model concordă în multe cazuri cu mărimile determinate experimental [1]. În tabloul XII — 1 se prezintă valorile teoretice și experimentale ale spinului nuclear pentru cîteva nuclee grele. Se poate observa că, în general, concordanța este bună, deși previziunea teoretică nu este univocă de cele mai multe ori. Aceasta se datorește faptului că mai multe nivele cu valori diferite ale lui Ω sînt foarte apropiate între ele pentru o valoare dată a deformării δ. Datele experimentale confirmă în unele cazuri

TABLOUL XII—1

Valorile experimentale și teoretice (prevăzute de schema Nilsson) ale spinilor pentru unele nuclee impare în stare fundamentală

Nucleul	Deformația	$I_{teoretic}$	$I_{exp.}$
$^{151}_{63}Eu$	0,16	3/2±; 5/2±	5/2
$^{153}_{63}Eu$	0,30	5/2±; 3/2±	5/2
$^{159}_{65}Tb$	0,31	3/2+; 5/2±	3/2
$^{175}_{71}Lu$	0,28	7/2+; 5/2+	7/2
$^{191}_{77}Ir$	0,14	3/2+; 1/2+; 11/2−	3/2
$^{157}_{64}Gd$	0,31	3/2−; 5/2+	3/2
$^{155}_{64}Gd$	0,31	5/2+; 3/2+	3/2
$^{183}_{74}W$	0,21	1/2−; 7/2−; 3/2−	1/2

[1] B. Mottelson, S. Nilsson, *Phys. Rev.*, 99, 1615 (1955).

acest fapt, prin aceea că celelalte valori ale lui $I_{teoretic}$, în afară de aceea corespunzătoare stării fundamentale, se regăsesc pentru primele stări excitate ale nucleului respectiv. Așa de exemplu, după cum se poate vedea din tabloul XII—1, nuclidul ^{175}Lu are spinul egal cu 7/2 în stare fundamentală și 5/2, pentru o stare excitată (de energie 343,4 keV) care este una din valorile prevăzute de modelul Nilsson. În apariția unor nivele s-au observat unele regularități, dintre care se menționează cîteva: nivelul $g_{7/2}$ cu $\Omega = 7/2$ apare ca stare fundamentală la nucleele ^{175}Lu, ^{177}Lu și ^{181}Ta și ca stare excitată la ^{169}Tm și ^{185}Re; nivelul $d_{3/2}$ cu $\Omega = 1/2$ apare ca stare fundamentală la ^{169}Tm și ca stare excitată la ^{159}Tb, ^{175}Lu și ^{181}Ta; nivelul $d_{5/2}$ cu $\Omega = 5/2$ apare la izotopii ^{185}Re și ^{187}Re în stare fundamentală și la ^{175}Lu și ^{181}Ta în stare excitată. În regiunea elementelor ușoare, nuclizii ^{19}F, ^{19}Ne și ^{23}Na, care prezintă deformare nucleară considerabilă, au spinul nuclear în starea fundamentală egal cu $1/2^+$, $1/2^+$ și $3/2^+$, în concordanță cu modelul Nilsson și în dezacord cu modelul straturilor nucleonice.

Validitatea modelului Nilsson este demonstrată de asemenea de concordanța bună dintre curba teoretică și experimentală a variației deformării de echilibru δ cu numărul de masă $A(150 \div 195)$, pentru nuclee par-pare și impare (Sm, Gd, Dy, Er, Hf, W, Os), precum și de acordul foarte bun dintre calculele teoretice și rezultatele experimentale referitoare la spectrul de energie, momentele magnetice și probabilitățile de tranziție $B(E_2)$ pentru unele nuclee impare cu $Z(N) = 9, 11, 13$.

La nucleele ușoare s-a constatat că în unele cazuri anumite proprietăți nucleare pot fi prevăzute corect, în bună concordanță cu datele experimentale, atît de modelul straturilor nucleonice, cît și de modelul colectiv. Așa de exemplu, spectrul nivelelor de energie al nucleului ^{19}F determinat experimental, are o formă similară cu aceea calculată după modelul particulei individuale și după modelul colectiv. Spectrele de nivele calculate după aceste două modele teoretice și observate experimental, sînt prezentate în figura XII—19.

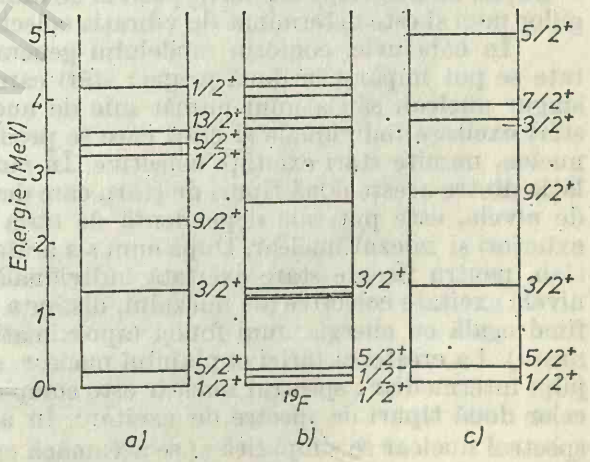


Fig. XII—19. — Spectrul de nivele al nucleului ^{19}F. *a*) calculat după modelul particulei individuale; *b*) experimental; *c*) calculat după modelul colectiv.

Pentru a demonstra influența puternică a numărului de nucleoni din afara miezului nuclear, asupra schimbării structurii generale a spectrului nuclear, în figura XII—20 se prezintă spectrul de nivele pentru mai

multe nuclee grele, care pot fi interpretate cu ajutorul modelului straturilor nucleonice sau al modelului generalizat. După cum se observă, nivelele de excitare ale nucleului dublu magic ^{208}Pb, sînt situate la energii mari, ca urmare a efectului interacției de împerechere, așa cum prevede modelul straturilor nucleonice. Următoarele două nuclee, ^{207}Pb și ^{206}Pb, considerate după același model, ca structuri unigol și bigol neutronic, au un spec-

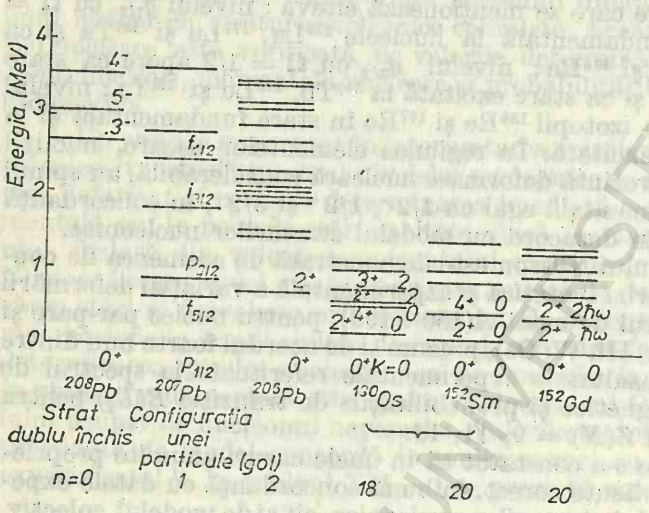


Fig. XII—20. — Variația structurii spectrului nuclear cu creșterea numărului de nucleoni exteriori miezului nuclear.

tru ce conține multe linii, primele stări excitate fiind mult coborîte sub 1 MeV. Nucleele par-pare deformate ^{190}Os și ^{152}Sm, cu 18 și 20 nucleoni exteriori, prezintă spectre de rotație colectivă, cu energie mică de excitare, așa cum prevede modelul colectiv. La nucleul par-par, cu mică deformare, ^{152}Gd, cu 20 nucleoni exteriori, spectrul de linii este situat în regiunea energiilor mici și este determinat de vibrația colectivă a formei sferice.

În concluzie, conform modelului generalizat, stările nucleare excitate se pot împărți în două grupe : stări care rezultă din excitarea unui singur nucleon sau a unui număr mic de nucleoni, care sînt considerate stări excitate individuale și stări care se produc prin excitarea întregului nucleu, numite stări excitate colective. În modelul Bohr-Mottelson, corelația dintre aceste două tipuri de stări, care determină structura spectrului de nivele, este puternic dependentă de tăria cuplajului dintre nucleonii exteriori și miezul nuclear. După cum s-a arătat, în aproximația cuplajului slab, pentru fiecare stare excitată individuală corespunde un spectru de nivele excitate colective ale miezului, distanța dintre două nivele succesive fiind egală cu energia unui fonon (aproximativ 2,3 MeV pentru nucleele medii). La creșterea tăriei cuplajului nuclear, se aplică aproximația cuplajului intermediar : spectrul nuclear este complex, datorită întrepătrunderii celor două tipuri de spectre de excitare. În aproximația cuplajului tare, spectrul nuclear se simplifică și se aseamănă cu spectrul molecular. Se disting în primul rînd nivele care provin din excitarea individuală a nucleonilor. Deoarece cuplajul este puternic, această excitare este însoțită de o modificare a formei miezului nuclear. Aceste nivele sînt similare cu nivelele

de excitare ale electronilor în molecule. În al doilea rînd se disting nivelele de vibrație și rotație ale întregului nucleu, care sînt analoage nivelelor de rotație și vibrație moleculare. Energiile de excitare ale diverselor nivele nucleare au valori diferite și variază în fel diferit, în funcție de deformarea nucleului. Așa de exemplu, energiile de excitare individuală sînt dependente de energiile nucleonilor în cîmpul nuclear mediu, care la rîndul lor, sînt influențate de deformarea nucleului. Energiile de excitare ale nivelelor de vibrație au ordinul de mărime al energiilor fononice, iar energiile de rotație sînt mai mari decît energiile fononice, pentru deformații nucleare mici, și scad brusc cu creșterea deformației.

La energii de excitare mari, au un rol important mișcările colective de tipul deformațiilor de ordin superior și de tipul deformațiilor cu variație de densitate nucleară. Pentru energii de excitare foarte mari, cei mai mulți nucleoni individuali sînt puternic excitați și deosebirea dintre nivelele individuale și colective dispare.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Partea a V-a

TEORIA DEZINTEGRĂRILOR NUCLEARE

Capitolul XIII

DEZINTEGRAREA ALFA

Emisia nucleelor de heliu de către unele elemente radioactive naturale, a fost una dintre primele observații asupra fenomenului de radioactivitate. Aceasta se întîlnește la nucleele grele cu $Z > 79$, la unele nuclee cu Z mediu, ca $^{144}_{60}Nd$ și $^{147}_{62}Sm$, precum și la nucleele artificiale, cum sînt izotopii elementelor pămînturilor rare (Sm, Eu, Gd, Tb și Ho) și elementele transuraniene.

Numeroasele tehnici experimentale de mare precizie utilizate pentru cercetarea fenomenului, au permis determinarea unor mărimi caracteristice ca: energia particulelor α, timpul de înjumătățire, structura spectrelor ș.a., cu ajutorul cărora a fost posibilă stabilirea mecanismului procesului de dezintegrare α. Din corelarea datelor dintre energie și numărul de masă al nucleului emițător s-au obținut informații asupra stabilității nucleare, din relația energie—timp de înjumătățire s-au putut avansa presupuneri asupra mecanismului de dezintegrare, iar din interpretarea spectrelor radiațiilor α s-au obținut informații asupra nivelelor de energie nucleară.

1. CONDIȚIA DE INSTABILITATE ÎN RAPORT CU DEZINTEGRAREA α

Procesul de dezintegrare α se poate reprezenta în forma generală:

$$^{A}_{Z}M \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}M + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + Q_{\alpha} \qquad \text{(XIII, 1—1)}$$

pentru care trebuie îndeplinită condiția de instabilitate în raport cu dezintegrarea α:

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(4, 2) \qquad \text{(XIII, 1—2)}$$

unde $M(A, Z)$ este masa radionuclidului generator, $M(A-4, Z-2)$ este masa nucleului derivat iar $M(4, 2)$ masa particulei α. Condiția (XIII, 1—2) poate fi exprimată cu ajutorul defectului de masă. Introducînd

relaţiile:

$$M(A, Z) = \Delta(A, Z) - A \qquad \text{(XIII, 1—3)}$$

$$M(A-4, Z-2) = \Delta(A-4, Z-2) + A - 4$$

$$M(4, 2) = \Delta(4, 2) + 4$$

în (XIII, 1—2) se obţine inegalitatea:

$$\Delta(A, Z) - \Delta(A-4, Z-2) > \Delta(4, 2) \qquad \text{(XIII, 1—4)}$$

care exprimă faptul că, la dezintegrarea α, diferenţa dintre defectele de masă ale nuclidului generator şi derivat trebuie să fie mai mare decît defectul de masă al particulei α, care este egal cu 2,42 MeV. Cu ajutorul relaţiei (XIII, 1—4) se poate stabili dacă un anumit izotop poate fi un emiţător α. Se constată că pentru $A < 120$ ($Z = 50$), defectul de masă scade continuu cu creşterea lui A şi deci condiţia (XIII, 1—4) nu este îndeplinită: procesul de dezintegrare α nu poate avea loc. Pentru $A > 120$, defectul de masă creşte cu creşterea lui A şi condiţia (XIII, 1—4) poate fi îndeplinită pentru perechi de nuclee ale căror numere de masă diferă cu patru unităţi, iar numărul atomic cu două unităţi.

Din punct de vedere energetic, dezintegrarea α se poate produce dacă energia nuclidului radioactiv generator este mai mare decît suma energiilor nuclidului derivat şi a particulei alfa. Diferenţa de energie Q_α, numită energie de dezintegrare alfa, se repartizează nuclidului derivat şi particulei alfa sub formă de energie cinetică:

$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(^4_2\mathrm{He})] \cdot 931{,}144 = E_\alpha + E_r \qquad \text{(XIII, 1—5)}$$

unde E_α este energia cinetică transferată particulei α şi E_r este energia de recul, cedată nucleului derivat. Dacă presupunem că în timpul procesului de dezintegrare nucleul generator rămîne în repaus, legea de conservare a impulsului este: $\mathrm{p}_\alpha + \mathrm{p}_r = 0$, sau:

$$M(A-4, Z-2) v_r = M(^4_2\mathrm{He}) \cdot v_\alpha \qquad \text{(XIII, 1—6)}$$

unde v_r şi v_α reprezintă viteza nucleului derivat şi a particulei alfa. Din relaţiile (XIII, 1—5) şi (XIII, 1—6) se obţin expresiile pentru energia cinetică a nuclidului derivat, E_r, şi a particulei alfa, E_α:

$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{M(A-4, Z-2)}{M(A-4, Z-2) + M(^4_2\mathrm{He})} \qquad \text{(XIII, 1—7)}$$

$$E_r = Q_r \frac{M(^4_2\mathrm{He})}{M(A-4, Z-2) + M(^4_2\mathrm{He})} \qquad \text{(XIII, 1—8)}$$

Din aceste două ecuații, rezultă că energiile particulei alfa și a nucleului derivat sînt invers proporționale cu masele lor:

$$\frac{E_\alpha}{E_r} = \frac{M(A-4, Z-2)}{M(^4_2\mathrm{He})} \qquad \text{(XIII, 1—9)}$$

Deoarece pentru nucleele grele $M(^4_2\mathrm{He})/M(A-4, Z-2) \cong \frac{1}{50}$, urmează că energia cinetică a particulei alfa, E_α, este cu aproximativ 2% mai mică decît energia de dezintegrare Q_α. De exemplu, pentru radionuclidul $^{212}_{83}\mathrm{Bi}$, energia cinetică a particulelor alfa emise este $E_\alpha = 6{,}086$ MeV, iar energia cinetică a nucleului derivat este $E_r = 0{,}117$ MeV și deci energia totală emisă în procesul de dezintegrare este $Q = 6{,}086 + 0{,}117 = 6{,}203$ MeV.

2. DATE EXPERIMENTALE ASUPRA PROCESULUI DE DEZINTEGRARE ALFA

S-au observat anumite regularități asupra variației energiei de dezintegrare cu numărul de masă, numărul atomic și timpul de înjumătățire, a căror interpretare oferă informații referitoare la structura nucleară și tranzițiile nucleare[1].

Dependența energiei de dezintegrare alfa de numărul de masă. Unele regularități observate în variația energiei de dezintegrare alfa cu numărul de masă A, pentru nucleele grele ale elementelor naturale și artificiale (incluzînd transuranienele) sînt ilustrate în figura XIII—1[2]. Se poate

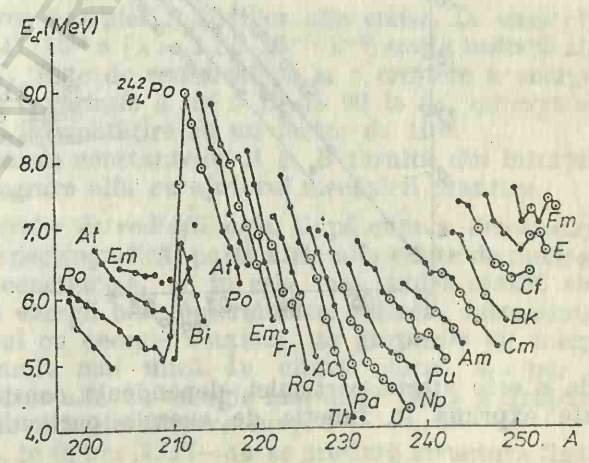


Fig. XIII — 1. — Variația energiei de dezintegrare alfa Q_α, cu numărul de masă A, pentru elementele grele.

[1] I. Perlman, A. Ghiorso, G. Seaborg, *Phys. Rev.*, **77**, 26 (1950).

[2] O. Hana, „Alpha-Radioactivity", în „Experimental Nuclear Physics", vol. III, ed. E. Segré, 1959.

vedea că energia de dezintegrare scade cu creşterea numărului de masă A (numărul de neutroni N) pentru Z constant şi creşte cu numărul de protoni Z pentru numărul de masă A, constant. După cum s-a arătat în figura XI—2, discontinuitatea pronunţată în variaţia lui Q_α cu N înregistrată în domeniul $209 < A < 213$ (în jurul numărului magic $N = 126$) se datoreşte influenţei stratului neutronic complet ocupat.

Dependenţa energiei de dezintegrare de timpul de înjumătăţire. Din studiile experimentale asupra parcursului radiaţiilor alfa emise de elementele radioactive, Geiger şi Nuttall[1] au stabilit o strînsă corelaţie între timpul de înjumătăţire al emiţătorului şi energia de dezintegrare. Relaţia empirică, cunoscută ca legea Geiger-Nuttall, are următoarea formă:

$$\log \lambda = a + b \log R \qquad \text{(XIII, 2—1)}$$

în care λ este constanta de dezintegrare, R parcursul radiaţiilor alfa în aer, iar a şi b sînt constante. Dependenţa logaritmică a constantei de dezintegrare λ de parcursul radiaţiei alfa este prezentată în figura XIII—2, pentru seriile radioactive ale uraniului, toriului şi actiniului. Constanta a, care reprezintă ordonata în origine are valori diferite pentru fiecare serie radioactivă, iar constanta b, care indică panta dreptei, este aceeaşi pentru toate seriile. Ţinînd seamă că parcursul particulei alfa este dependent de energie prin relaţia lui Geiger:

$$R = \text{const.}\ v^3 = \text{const.}'\ Q_\alpha^{3/2} \qquad \text{(XIII, 2—2)}$$

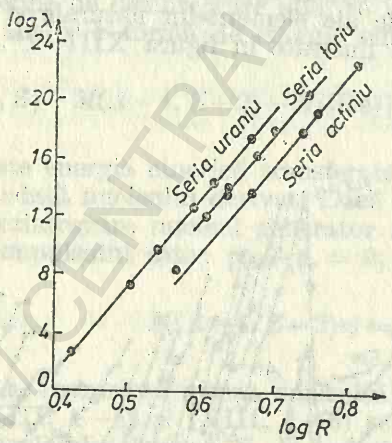


Fig. XIII — 2. — Dependenţa constantei de dezintegrare de parcursul radiaţiilor alfa (în aer).

unde v este viteza particulei, dependenţa constantei de dezintegrare se poate exprima în funcţie de energia particulei alfa Q_α, prin relaţia:

$$\log \lambda = A + B \log Q_\alpha \qquad \text{(XIII, 2—3)}$$

[1] H. Geiger, J. Nuttall, *Phil. Mag.*, 22, 613 (1911); H. Geiger, *Z. für Physik*, 8, 45 (1921).

Reprezentarea semilogaritmică $\log \tau = f(Q_\alpha)$ pentru mai multe nuclee α-radioactive par-pare cu $84 < Z < 100$, este redată în figura XIII—3 [1], în care izotopii radioactivi ai aceluiași element se înscriu pe aceeași linie. Din figură se observă că timpul de înjumătățire al nuclizilor radioactivi

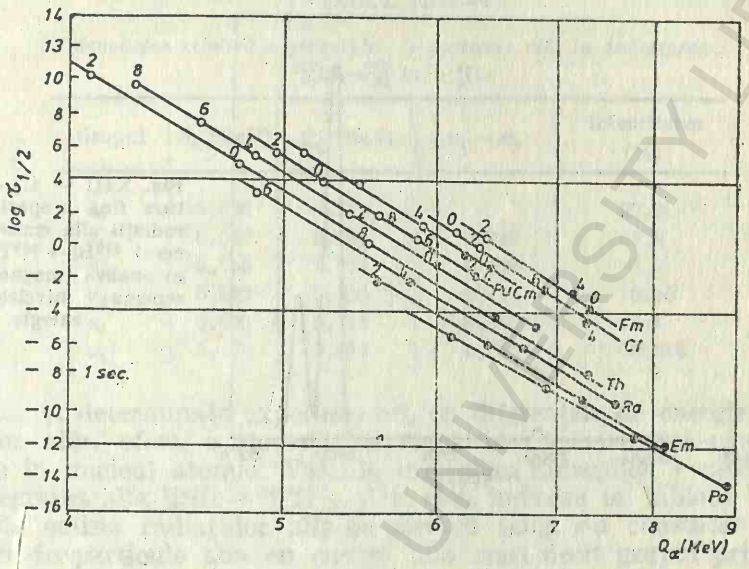


Fig. XIII—3. — Dependența timpului de înjumătățire de energia radiațiilor alfa.

scade puternic cu creșterea energiei radiațiilor alfa emise. De exemplu, izotopul $^{232}_{90}$Th cu $\tau_{1/2} = 1{,}41 \cdot 10^{10}$ a ($\lambda = 1{,}58 \cdot 10^{-18}$ s^{-1}) emite radiații alfa cu energia $Q_\alpha = 8{,}95$ MeV. Este de remarcat că la o creștere a energiei cu un factor de 2, pentru o variație a lui Z de la 90 la 84, corespunde o micșorare a timpului de înjumătățire cu un factor de 10^{24}.

Expresiile cantitative ale constantelor A și B rezultă din interpretarea procesului de dezintegrare alfa cu ajutorul mecanicii cuantice.

Structura fină a spectrelor de radiații alfa. După cum a demonstrat Rosenblum [2] prin analiza spectrografică, particulele alfa emise de nucleele radioactive nu sînt monoenergetice, ci în cele mai multe cazuri sînt constituite din grupuri cu energii bine determinate. Adesea, intensitatea cea mai mare o are grupul cu energie maximă, iar grupurile cu energii mai mici au intensitate mult mai mică. În cîteva cazuri, s-a pus în evidență un grup de particule alfa cu energie mai mare decît a grupului principal, numite particule alfa de *parcurs lung*.

Pentru exemplificare, în figura XIII—4*a* se prezintă structura fină a spectrului de radiații alfa emise de radionuclidul $^{212}_{83}$Bi (ThC) determinată

[1] I. Perlman, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.*, **79**, 30 (1950).
[2] S. Rosenblum, *J. Phys.*, **1**, 438 (1930).

din analiza spectrografică cu focalizare magnetică, iar în figura XIII—4*b* se redă schema nivelelor de energie pentru dezintegrarea $^{212}_{83}Bi \rightarrow {}^{208}_{81}Tl + {}^{4}_{2}He$. Existența grupurilor de particule alfa de diferite energii se poate interpreta presupunînd că nucleul generator se află în stare funda-

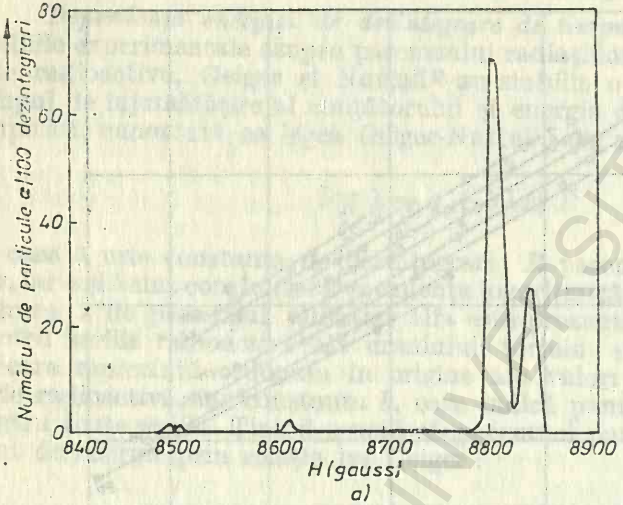
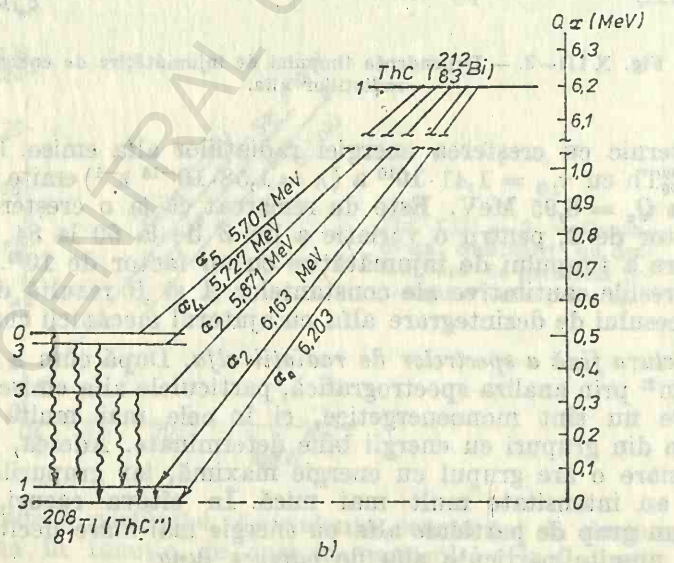


Fig. XIII — 4. — Structura fină a spectrului de radiații alfa emise în procesul $^{212}Bi \rightarrow {}^{208}Tl + {}^{4}He$. *a*) analiza magnetică; *b*) schema nivelelor de energie.



mentală, iar nucleul derivat în stare excitată pe diferite nivele de energie. Tranzițiile din starea fundamentală a nucleului generator $^{212}_{83}Bi$, pe diferitele nivele de excitare ale nucleului derivat $^{208}_{81}Tl$, determină apariția grupului de radiații alfa cu diferite energii, așa cum se poate vedea în figura XIII—4*b*. Intensitatea diferitelor grupuri de particule afla este

indicată în tabloul XIII—1. Procesul de dezintegrare alfa este însoțit de emisia de radiații γ, care iau naștere în urma tranzițiilor de pe nivelele superioare de excitare pe nivelele inferioare de excitare sau în starea fundamentală a nucleului derivat. Concordanța dintre valorile energiilor

TABLOUL XIII—1

Intensitatea relativă a grupurilor de particule alfa în dezintegrarea $^{212}_{83}Bi \rightarrow ^{208}_{81}Tl + ^{4}_{2}He$

Grupul	E_α (MeV)	Q_α (MeV)	$\alpha_i - \alpha_0$	Intensitatea (%)
α_0	6,086	6,203	—	27,2
α_1	6,047	6,163	0,040	69,9
α_2	5,765	5,874	0,329	1,7
α_3	5,622	5,730	0,473	0,15
α_4	5,603	5,711	0,492	1,1
α_5	5,478	5,584	0,619	0,016

fotonilor γ, determinate experimental, cu diferențele de energie ale particulelor alfa, oferă o dovadă convingătoare a existenței nivelelor de energie în nucleul atomic. Valorile energiilor radiațiilor γ care însoțesc dezintegrarea alfa $^{212}_{83}Bi \rightarrow ^{208}_{81}Tl + ^{4}_{2}He$, sînt indicate în tabloul XIII—2.

La emisia radiațiilor alfa de parcurs lung, s-a constatat că apar grupuri de particule alfa cu energii mai mari decît grupul principal, a

TABLOUL XIII—2

Energia radiațiilor γ *care însoțesc dezintegrarea alfa* $^{212}_{83}Bi \rightarrow ^{208}_{81}Tl + ^{4}_{2}He$

Energia radiației γ (MeV)	Diferența de energie a particulelor alfa	Tranziția alfa
0,040	0,040	$\alpha_1 - \alpha_0$
0,327	0,329	$\alpha_2 - \alpha_0$
0,471	0,473	$\alpha_3 - \alpha_0$
0,287	0,289	$\alpha_2 - \alpha_1$
0,432	0,433	$\alpha_3 - \alpha_1$
0,451	0,452	$\alpha_4 - \alpha_1$

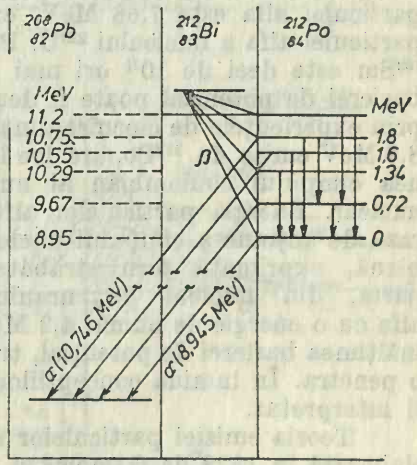


Fig. XIII—5.— Schema de dezintegrare alfa, $^{212}_{84}Po \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{4}_{2}He$.

căror energie este determinată de tranziția alfa între stările fundamentale ale nucleului generator și ale nucleului derivat. Radiațiile alfa de parcurs lung, apar prin tranzițiile de pe diferitele nivele de excitare ale nucleului generator, în starea fundamentală a nucleului derivat. Pentru o clară înțelegere a fenomenului, în figura XIII—5 se prezintă schema de nivele

pentru dezintegrarea alfa $^{212}_{84}Po \rightarrow {}^{208}_{82}Pb + {}^{4}_{2}He$. Energia grupului principal, $E_\alpha = 8{,}945$ MeV, apare din tranziția în stare fundamentală între nucleele $^{212}_{84}Po$ și $^{208}_{82}Pb$. Radiațiile alfa cu parcurs lung, de 9,492, 10,422 și 10,543 MeV, rezultă prin tranzițiile dintre stările excitate ale nucleului generator $^{212}_{84}Po$ și starea fundamentală a nucleului derivat $^{208}_{82}Pb$. Stările excitate ale nucleului generator $^{212}_{84}Po$ se formează în urma dezintegrării β^- : $^{212}_{83}Bi \rightarrow {}^{212}_{84}Po + \beta^-$. În acest caz, emisia de particule α cu parcurs lung și emisia de radiații γ demonstrează existența nivelelor de excitare în nucleul $^{212}_{84}Po$.

3. TEORIA DEZINTEGRĂRII ALFA

Din analiza spectrelor de radiații alfa emise de nucleele radioactive, s-a stabilit că energia acestora nu depășește valoarea de 10 MeV, care este considerabil mai mică decît înălțimea barierei de potențial a nucleului. Conform relației (III, 7—7), înălțimea barierei de potențial B este dependentă de numărul de ordine Z al nucleului și de sarcina electrică z a particulei alfa emise. Așa de exemplu, pentru $^{238}_{92}U$ înălțimea barierei de potențial este de 28,7 MeV, în timp ce energia particulei alfa emise de nucleu este de 4,2 MeV. La fel, pentru $^{152}_{62}Sm$, înălțimea barierei de potențial este 22 MeV, iar energia particulei alfa emise este de numai 2 MeV. Timpii de înjumătățire extrem de mari ai acestor doi nuclizi α-radioactivi ($t_{1/2}(^{238}U) = 4{,}5 \cdot 10^9$ a, $t_{1/2}(^{152}Sm) = 2{,}5 \cdot 10^{11}$ a) arată că emisia unei particule alfa este un proces extrem de improbabil. Un alt exemplu interesant îl constituie $^{214}_{84}Po$(RaC'), cu $t_{1/2} = 1{,}6 \cdot 10^{-6}$ s pentru care înălțimea barierei de potențial este de 26,5 MeV, cu puțin mai mică decît a nucleului ^{238}U, iar energia particulei alfa este 7,68 MeV, cu numai 1,75 ori mai mare decît cea a particulei alfa a nucleului ^{238}U. Probabilitatea de dezintegrare a nucleului ^{152}Sm este deci de 10^{21} ori mai mare decît a nucleului ^{238}U. Existența barierei de potențial poate fi demonstrată din următoarele considerente: prin experiențele de ciocnire dintre nucleele de ^{238}U cu particulele alfa de 8,8 MeV emise de ^{212}Po, are loc împrăștierea elastică a acestora sub acțiunea cîmpului coulombian al nucleului, fără a intra în acțiune cîmpul nuclear. Energia particulelor alfa este prea mică pentru a se apropia de raza de acțiune a cîmpului nuclear și nu poate învinge repulsia coulombiană, exprimată prin străbaterea barierei de potențial. Pe de altă parte, din nucleul de uraniu-238 sînt emise spontan particule alfa cu o energie de numai 4,2 MeV. Dacă aceste particule nu pot depăși înălțimea barierei de potențial, trebuie totuși să existe o posibilitate de a o penetra. În lumina concepțiilor mecanicii clasice, acest proces nu poate fi interpretat.

Teoria emisiei particulelor alfa de către nucleele radioactive a fost elaborată în 1928 de Gamow[1] și independent de acesta, de către Condon și Gurney[2], cu ajutorul mecanicii cuantice. Aceasta a constituit, în acea vreme, un succes remarcabil al mecanicii ondulatorii. În cadrul acestei teorii, mișcarea particulei alfa în interiorul gropii de potențial— de înăl-

[1] G. Gamow, *Z. für Physik*, 51, 204 (1923).
[2] E. Condon, R. Gurney, *Nature*, 122, 439 (1928); *Phys. Rev.*, 33, 127 (1929).

ţime şi grosime a pereţilor finite — determinată de nucleul derivat, este reprezentată printr-o undă staţionară care este reflectată la suprafaţa peretelui şi de asemenea se poate propaga prin aceasta într-o formă atenuată, ieşind sub forma unor unde progresive. Emisia particulei alfa este posibilă prin penetrarea gropii de potenţial şi constituie un caz tipic de *efect de tunel*. Probabilitatea de tunelare a barierei de potenţial exprimă, în această teorie, constanta de dezintegrare a nucleului alfa radioactiv.

Modelul grosier elaborat pentru descrierea procesului — cunoscut ca modelul de *un corp* (*one-body model*) — considera la început particula alfa ca preformată în interiorul nucleului generator, dar ulterior s-a acceptat că ea se formează în procesul dezintegrării[1]. Asupra particulei formate acţionează ceilalţi nucleoni prin forţe nucleare de atracţie, dintre care protonii aduc o contribuţie şi prin forţele electrostatice de respingere, care se manifestă asupra particulei alfa, după ce părăseşte nucleul şi îi comunică energie cinetică. Faptul că particulele alfa sînt nuclee dublu magice, care au stabilitate maximă, explică probabilitatea maximă de emisie a acestora şi nu a nucleonilor separaţi.

Să considerăm sistemul particulă alfa-nucleu derivat a cărui energie potenţială în funcţie de distanţa r dintre centrul acestora este reprezentată în figura XIII—6. Particula alfa se găseşte sub acţiunea cîmpului nuclear al nucleului derivat, reprezentat printr-o groapă de potenţial de adîncime U_0 şi lărgime R_0, care poate fi luată ca suma razei nucleului derivat şi a particulei alfa. În această groapă, particula alfa se află în continuă mişcare de oscilaţie, cu energia $E_\alpha + U_0$, fără a putea ieşi din aceasta. Fie E_α energia cinetică a particulei alfa, după ce a avut loc procesul de dezintegrare, care, aşa cum s-a arătat, este apropiată de energia de dezintegrare. Pentru a fi emisă, particula alfa trebuie să străbată bariera de potenţial cu înălţimea $B(R_0)$, ce există în jurul nucleului:

$$B(R_0) = \frac{zZe^2}{R_0} \qquad \text{(XIII, 3—1)}$$

La o distanţă mai mare de R, particula iese din raza de acţiune a barierei de potenţial şi la distanţa R are energia totală egală cu energia potenţială în punctul R:

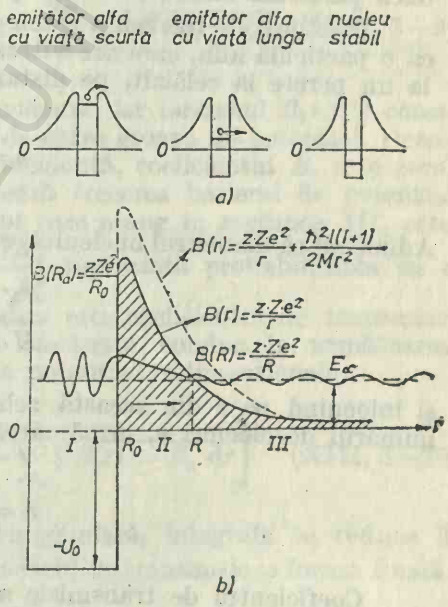


Fig. XIII — 6. — Schema potenţialului nuclear în dezintegrarea alfa.

$$B(R) = \frac{z\cdot Z\cdot e^2}{R} \qquad \text{(XIII, 3—2)}$$

[1] G. Winslow, *Phys. Rev.*, 96, 1032 (1954).

Dacă nivelul de energie E_α este mai mic decît zero, nucleul este stabil în raport cu dezintegrarea alfa. Pentru $E_\alpha > 0$, cu cît E_α este mai mare, probabilitatea de emisie alfa cu traversarea barierei de potențial este mai mare și viața medie a radionuclidului este mai scurtă, în deplin acord cu datele experimentale. Pentru $E_\alpha < 4$ MeV probabilitatea de penetrare a barierei este foarte mică și procesul de emisie a particulei alfa nu are loc. Într-adevăr, s-a constatat că toate nucleele alfa-radioactive emit radiații alfa cu energie mai mare de 4 MeV.

În această reprezentare, probabilitatea de dezintegrare alfa, exprimată prin constanta de dezintegrare radioactivă λ, este dată de produsul a doi factori:

$$\lambda = n \cdot P \qquad \text{(XIII, 3—3)}$$

în care n reprezintă numărul de ciocniri dintre o particulă alfa cu peretele barierei de potențial, care au loc într-o secundă, numit *factorul de frecvență*, iar P exprimă probabilitatea ca o particulă alfa să străbată bariera de potențial în urma unei ciocniri cu peretele acesteia și se numește *coeficient de transmisie*. Din evaluarea acestor mărimi se poate calcula constanta de dezintegrare λ. Probabilitatea de transmisie este maximă dacă particula străbate bariera prin ciocniri centrice.

Factorul de frecvență este egal cu inversul timpului necesar pentru ca o particulă alfa, care are viteza v, să străbată groapa de potențial de la un perete la celălalt, pe distanța $2R_0$:

$$n = \frac{v}{2R_0} \qquad \text{(XIII, 3—4)}$$

Admițînd că diametrul nucleului este egal cu lungimea de undă de Broglie:

$$\frac{h}{M \cdot v} = 2R_0 \qquad \text{(XIII, 3—5)}$$

și înlocuind pe v din această relație în (XIII, 3—4), se obține pentru numărul de ciocniri n, următoarea expresie:

$$n = \frac{h}{4MR_0^2} \qquad \text{(XIII, 3—6)}$$

Coeficientul de transmisie al barierei, P, se calculează din teoria efectului de tunel[1]. Să presupunem că particula alfa, de masă M, se deplasează de la stînga la dreapta, după cum se indică în figura XIII—6*b*, desemnînd cele trei regiuni I, II și III: deplasarea în groapa de potențial, străbaterea barierei de potențial și ieșirea din raza de acțiune a nucleului derivat. Dacă E_α este energia particulei iar $B(r)$ este înălțimea

[1] Vol. I, 1, p. 287.

barierei de potențial, ecuația lui Schrödinger pentru cele trei domenii, în cazul unidimensional, devine :

$$\frac{d^2\Psi_I}{dx^2}+\frac{8\pi^2M}{h^2}E_\alpha\cdot\Psi_I=0 \qquad r<R_0$$

$$\frac{d^2\Psi_{II}}{dx^2}+\frac{8\pi^2M}{h^2}(E_\alpha-B(r))\cdot\Psi_{II}=0 \qquad R_0<r<R$$

$$\frac{d^2\Psi_{III}}{dx^2}+\frac{8\pi^2M}{h^2}E_\alpha\cdot\Psi_{III}=0 \qquad r>R \qquad \text{(XIII, 3—7)}$$

Soluțiile ecuațiilor (XIII, 3—7) sînt

$$\Psi_I=A_1e^{ik_1x}+B_1e^{-ik_1x}$$

$$\Psi_{II}=A_2e^{ik_2x}+B_2e^{-ik_2x}$$

$$\Psi_{III}=A_3e^{ik_1x}+B_3e^{-ik_1x} \qquad \text{(XIII, 3—8)}$$

unde :

$$k_1=\frac{2\pi}{h}\cdot\sqrt{2ME_\alpha}; \qquad k_2=\frac{2\pi}{h}\cdot\sqrt{2M(E_\alpha-B(r))} \qquad \text{(XIII, 3—9)}$$

Termenul $A_1e^{ik_1x}$ corespunde undei incidente, iar termenul $B_1e^{-ik_1x}$ corespunde undei reflectate în regiunea I, de către groapa de potențial. Deoarece în regiunea III nu există undă incidentă, coeficientul B_3 este zero. Numărul de particule alfa care forțează trecerea barierei de potențial este proporțional cu $A_1\cdot A_1^*$, iar al celor care ajung în regiunea III, este proporțional cu $A_3\cdot A_3^*$. Raportul $\frac{A_3\cdot A_3^*}{A_1\cdot A_1^*}$ reprezintă probabilitatea ca o particulă să ajungă în regiunea III, care este coeficientul de transmisie al barierei de potențial. Calculele efectuate conduc la următoarea expresie pentru P, în cazul gropii de potențial tridimensionale :

$$P=\text{const. exp}\left[-\frac{4\pi\sqrt{2M}}{h}\int_{R_0}^{R}\sqrt{B(r)-E_\alpha}\,dr\right] \qquad \text{(XIII, 3—10)}$$

Pentru o groapă de potențial dreptunghiulară, integrala se reduce la expresia : $\sqrt{2M(B(r)-E_\alpha)}\cdot d$ și coeficientul de transmisie ia forma finală :

$$P=\exp\left[-\frac{2\pi}{h}\sqrt{2M(B(r)-E_\alpha)}\cdot d\right] \qquad \text{(XIII, 3—11)}$$

unde d este lărgimea barierei de potențial. Se observă că mărimea lui P depinde de înălțimea barierei de potențial prin diferența $B(r)-E_\alpha$ și de lărgimea acesteia.

Constanta de dezintegrare λ, se poate scrie, în acest caz:

$$\lambda = \frac{h}{4MR_0^2} \cdot \exp\left[-\frac{2\pi}{h}\sqrt{2M(B(r) - E_\alpha)}\right] \cdot d \quad \text{(XIII, 3—12)}$$

Pentru procesul de dezintegrare: $^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + E_\alpha$ (4,2 MeV) conform ecuației (XIII, 3—10), coeficientul de transmisie are valoarea $P \simeq e^{-90} \simeq 10^{-39}$, ceea ce înseamnă că o particulă alfa poate străbate bariera de potențial după ce a efectuat în medie aproximativ 10^{39} tentative de escaladare. Dacă se ia: $v \simeq 10^9$ cm/s și $R_0 \simeq 10^{-12}$ cm, rezultă pentru factorul de frecvență valoarea $n \simeq 10^{21}$ s^{-1} iar constanta de dezintegrare λ este dată de produsul: $\lambda \cong 10^{21} \cdot 10^{-39} \simeq 5 \cdot 10^{-18}$ s^{-1}, care conduce la $t_{1/2}(^{238}_{92}U) = 1{,}4 \cdot 10^{17}$ s $\simeq 5 \cdot 10^9$ a.

Influența barierei centrifugale. Dacă particula alfa este emisă cu un moment unghiular orbital diferit de zero, $l \neq 0$, în expresia energiei potențiale se include energia centrifugală B_c:

$$B_c = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2MR_0^2} \simeq \frac{l(l+1)}{20} \quad \text{(MeV)} \qquad \text{(XIII, 3—13)}$$

De exemplu, pentru o valoare a lui l cuprinsă între 5 și 10, energia centrifugală crește de la 1,5 la 5,5 MeV. Energia potențială totală este acum suma a doi termeni: energia coulombiană și energia centrifugală:

$$B(r) = \frac{z \cdot Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2 \cdot l(l+1)}{2M \cdot r} \qquad \text{(XIII, 3—14)}$$

În general, penetrabilitatea barierei de potențial scade cu creșterea lui l, după cum se poate vedea din figura XIII—6*b*. Pentru nucleele grele efectul barierei centrifugale este relativ mic, așa cum indică mărimea raportului dintre bariera centrifugală și bariera coulombiană (luînd $Z \simeq 90$ și $R_0 \simeq 10^{-12}$ cm):

$$\frac{\hbar^2 \cdot l(l+1)}{2M \cdot R_0} \Big/ \frac{zZe^2}{R_0} \simeq 0{,}002\, l(l+1) \qquad \text{(XIII, 3—15)}$$

Dependența foarte puternică a timpului de înjumătățire de mărimile care intervin în exponentul relației (XIII, 3—10) permite interpretarea faptului că nu s-a observat radioactivitate cu emisie de protoni. În acest caz, conform relației (XIII, 3—1), înălțimea barierei de potențial pentru protoni este de două ori mai mică. De aceea, integrala $\int_{R_0}^{R} (B(r) - E)\,dr$ din ecuația (XIII, 3—10) are o mărime mult mai mică decît în cazul particulelor alfa și conduce la timpi de înjumătățire foarte scurți ($\sim 10^{-12}$ s): radioactivitatea protonică nu se observă deoarece este un proces instantaneu. Conform relației (XIII, 3—10), pentru un proton cu energia de 4 MeV, $P \simeq e^{-6} \simeq 1/400$, iar cu 1 MeV, $P \simeq e^{-29} \simeq 10^{-13}$.

4. COMPARAȚIE CU REZULTATELE EXPERIMENTALE

Prin logaritmarea ecuației (XIII, 3—12) se obține relația:

$$\ln \lambda = \ln \frac{h}{4MR_0^2} - \frac{2\pi}{h}\sqrt{2M(B(r)-E_\alpha)}\cdot d \qquad \text{(XIII, 4—1)}$$

care este similară cu expresia (XIII, 2—1) stabilită experimental de Geiger și Nuttall și exprimă de asemenea o dependență puternică a lui λ de energie.

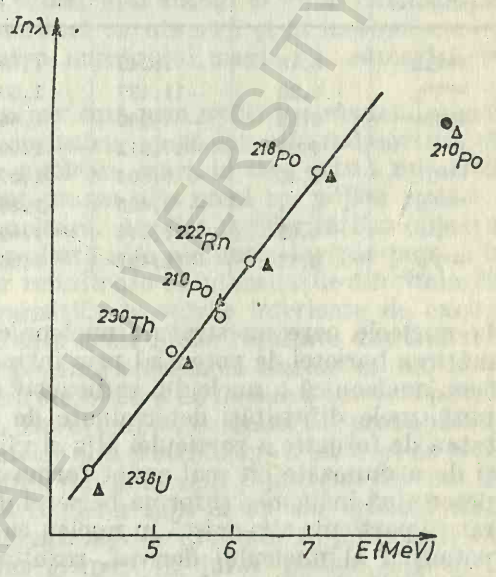


Fig. XIII—7. — Dependența constantei λ de energia particulelor alfa. ▲ — calculat o — experimental.

În această relație, primul termen poate fi considerat constant, deoarece variația lui R_0 este neglijabilă pentru elementele din seriile radioactive. În figura XIII—7 este reprezentată variația lui ln λ cu energia particulei alfa pentru elementele radioactive din seria uraniului, din care se poate observa concordanța bună dintre valorile calculate teoretic și determinate experimental. Relația lui Geiger-Nuttall (XIII, 2—1) are un caracter aproximativ deoarece exprimă dependența lui ln λ numai de energia particulei α, E_α, fără a include variația cu raza nucleară R_0 și numărul de ordine Z, de care ține seamă ecuația (XIII, 4—1).

O posibilitate de comparare a teoriei cu rezultatele experimentale o constituie analiza razei nucleare. Introducînd în ecuația (XIII, 4—1) valorile experimentale ale constantelor de dezintegrare și ale energiilor particulelor E_α, pentru mai multe nuclee radioactive par-pare[1], s-a obținut în unele cazuri o valoare a razei nucleare în bună concordanță cu cea determinată din relația (III, 7—1). Cîteva exemple sînt grupate în

[1] I. KAPLAN, *Phys. Rev.*, 81, 962 (1951).

tabloul XIII—3. Valorile obținute sînt în bună concordanță cu acelea determinate prin alte metode experimentale. Este de remarcat că modelul fizic acceptat pentru dezintegrarea alfa este mult sensibil la mărimea razei nucleare, care determină caracteristicile barierei de potențial. Așa de exemplu, o schimbare cu 10% a razei nucleare determină o variație a constantei de dezintegrare λ cu un factor de 10^2.

TABLOUL XIII—3

Valori ale razei nucleare R_0 determinate din teoria dezintegrării alfa

Nucleul generator	E_α (MeV)	log λ	R_0 (10^{-13} cm)
^{242}Cm	6,18	— 7,242	1,55
^{240}Pu	5,20	—11,437	1,60
^{236}Pu	5,85	— 8,090	1,56
^{238}U	4,25	—17,312	1,59
^{232}U	5,40	— 9,504	1,57
^{226}Th	6,41	— 3,426	1,58
^{222}Ra	6,62	— 1,745	1,59
^{218}Po	6,12	— 2,421	1,56

Neconcordanța dintre teorie și rezultatele experimentale, observată la nucleele $^{218}_{85}$At, $^{214}_{83}$Bi și $^{210}_{84}$Po, pentru care valorile experimentale ale constantelor de dezintegrare λ sînt cu cîteva ordine de mărime mai mici decît cele teoretice, este determinată de manifestarea unor detalii în legătură cu structura nucleară, ca de exemplu: micșorarea razei nucleare la nucleele care au straturi nucleonice completate ($N = 126$; $Z = 82$), mărirea barierei de potențial prin introducerea barierei centrifugale, structura nucleonică a nucleului radioactiv ș.a. Teoria dezintegrării alfa întîmpină unele dificultăți determinate de necesitatea de a calcula probabilitatea de formare a particulei alfa și viteza de mișcare a acesteia în nucleu și de a cunoaște cît mai exact forma reală a nucleului, deoarece aceasta determină înălțimea și forma barierei de potențial. La început s-a considerat că particula alfa există în nucleu ca specie stabilă și se mișcă în cîmpul potențial al nucleului derivat, rezultat din dezintegrare, iar energia sa potențială de interacție este de forma indicată în figura XIII—6*b*. În cadrul acestui model, nu prezintă importanță dacă nucleul este constituit dintr-un număr par sau impar de nucleoni. Din această cauză, nu poate fi explicată interzicerea dezintegrării alfa la majoritatea nucleelor impare. La acestea ($^{218}_{85}$At, $^{214}_{83}$Bi) s-a constatat că valoarea experimentală a constantei de dezintegrare este mai mică decît cea teoretică. Pentru a explica acest fapt, s-a presupus[1] că particula alfa ia naștere în procesul de dezintegrare, formarea ei fiind îngreunată dacă în nucleu există un număr impar de nucleoni. La formarea particulei alfa participă nucleonul exterior, nepereche, care se unește cu un nucleon din straturile nucleonice interne, care are spinul orientat în sens contrar față de primul. În aceste condiții, emisia particulei alfa este îngreunată, deoarece pentru formarea ei este necesar un anumit timp.

Valori experimentale ale constantelor de dezintegrare mai mici decît cele prevăzute teoretic, s-au observat la unii izotopi ai poloniului. Această anomalie este interpretată ca fiind datorată proximității acestor izotopi de numărul magic 126. Raționamentele precedente nu mai sînt

[1] I. Perlman, A. Ghiorso, G. Seaborg, *Phys. Rev.*, **77**, 26 (1950).

valabile la nucleul $^{210}_{84}Po$ care este format dintr-un număr par, atît de protoni cît și de neutroni. Stabilitatea relativ mare a izotopilor ușori ai poloniului este datorată faptului că aceștia conțin un număr de 126 de nucleoni, sau ceva mai mic. În nucleul $^{210}_{84}Po_{126}$ există exact 126 neutroni. După cum se observă din figura XIII—1, izotopii ușori ai poloniului, cu numărul A pînă la 210 sînt relativ stabili față de dezintegrarea alfa, cu timpi de înjumătățire mari și emit particule alfa cu energii mici. Izotopii care conțin numai cîțiva neutroni peste numărul magic 126, de exemplu : $^{211}_{84}Po_{127}$, $^{212}_{84}Po_{128}$, $^{213}_{84}Po_{129}$, sînt puțin stabili față de dezintegrarea alfa și emit particule cu energii mari. La creșterea în continuare a numărului de neutroni, izotopii corespunzători devin mai stabili și emit particule alfa de energii mici. O comportare similară se observă și la izotopii care au numărul de neutroni în vecinătatea numărului magic 82 : samariul, terbiul, disprosiul, gadoliniul.

Teoria dezintegrării alfa s-a revizuit prin aplicarea modelului generalizat, ținîndu-se seama că majoritatea nucleelor alfa-radioactive sînt situate în regiunea deformațiilor nucleare mari, în care există numeroase nivele de rotație. De aceea, dezintegrarea alfa oferă un mijloc prețios de cercetare a nivelelor de rotație nucleară. Analiza regularităților observate în structura fină a spectrelor de radiații alfa ale nucleelor par-pare și impare și în special a regularităților referitoare la intensitățile diferitelor linii (liniile spectrale rezultate din tranzițiile la stările inferioare de excitare ale nucleului derivat sînt mai intense decît liniile rezultate din tranzițiile la stările superioare de excitare) permite cercetarea mecanismului de formare a particulei alfa într-un nucleu sferoidal și de trecere a acesteia printr-o barieră coulombiană deformată[1]. De exemplu, se arată că probabilitatea cea mai mare de formare a particulelor alfa și străbatere a barierei de potențial o au particulele care iau naștere din neutronii și protonii cei mai slab legați. Ca urmare, distribuția particulelor alfa în nucleu reflectă distribuția nucleonilor celor mai slab legați. Așa de exemplu, se presupune că la nucleul ^{228}Th, acești nucleoni sînt grupați în jurul polilor elipsoidului nuclear, iar la ^{242}Cm sînt grupați între poli și ecuator.

[1] J. Rasmussen, B. Segall, *Phys. Rev.*, **103**, 1298 (1956).

Capitolul XIV

DEZINTEGRAREA BETA

Una dintre cele mai interesante forme de manifestare a instabilității nucleare, atît din punct de vedere teoretic, cît și experimental, este emisia de electroni sau pozitroni. Deși primele observații asupra radioactivității beta au fost făcute la începutul acestui secol[1], acumularea de date experimentale, care să permită cunoașterea caracteristicilor principale ale acestui fenomen, a avut loc într-un ritm lent, de-a lungul a aproape patru decenii, datorită dificultății condițiilor experimentale de observație, de exemplu : spectrometria β, fizica experimentală a neutronului, detectarea neutrinului ; la acestea se adaugă experiențele de neconservare a parității în dezintegrarea beta, efectuate după 1950. Pe baza datelor experimentale se elaborează după 1930 teoria fundamentală a dezintegrării β, care scoate în evidență specificul interacției nucleon-electron, desemnată ca interacție slabă.

1. GENERALITĂȚI

Dezintegrarea beta este procesul de transmutație spontană a nucleelor în nuclee izobare stabile, al căror număr atomic variază cu o unitate ($\Delta Z = \pm 1$), prin emisia de electroni, pozitroni, sau prin captarea de electroni din straturile exterioare ale atomului. În conformitate cu modelul protono-neutronic al nucleului, dezintegrarea beta are loc prin transformarea unui nucleon din starea de neutron în starea de proton sau invers, cu emisia unui electron sau pozitron, care sînt generați în timpul tranziției. Deoarece în urma tranziției beta numărul nucleonilor, A, nu variază, rezultă că nucleul derivat este izobar cu nucleul generator. Numărul protonilor (Z) crește cu o unitate în tranziția beta minus și scade cu o unitate în tranziția beta plus. Cele trei tipuri de dezintegrare beta se pot reprezenta în modul următor :

— dezintegrarea β^- :

$$ {}_0^1\mathrm{n} \rightarrow {}_1^1\mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu} \qquad \text{(XIV, 1—1)} $$

$$ {}_Z^A\mathrm{X} \rightarrow {}_{Z+1}^{A}\mathrm{Y} + \beta^- + \bar{\nu} + Q_{\beta^-} \qquad \text{(XIV, 1—2)} $$

— dezintegrarea β^+ :

$$ {}_1^1\mathrm{p} \rightarrow {}_0^1\mathrm{n} + \mathrm{e}^+ + \nu \qquad \text{(XIV, 1—3)} $$

$$ {}_Z^A\mathrm{X} \rightarrow {}_{Z-1}^{A}\mathrm{Y} + \beta^+ + \nu + Q_{\beta^+} \qquad \text{(XIV, 1—4)} $$

[1] O. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, *Phys. Zeit.*, **12**, 273 (1911). J. Danysz, *Le Radium*, **10**, 4 (1913) ; E. Rutherford, H. Robinson, *Phil. Mag.*, **26**, 717 (1913).

— captura de electron:

$$ {}_{1}^{1}\mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow {}_{0}^{1}\mathrm{n} + \nu \qquad \text{(XIV, 1—5)} $$

$$ {}_{Z}^{A}\mathrm{X} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow {}_{Z-1}^{A}\mathrm{Y} + \nu + Q_c \qquad \text{(XIV, 1—6)} $$

unde ν și $\overline{\nu}$ reprezintă neutrinul și respectiv antineutrinul. După cum se observă din ecuațiile (XIV, 1—3) și (XIV, 1—5), dezintegrarea β^+ este echivalentă cu procesul de captură a electronului din straturile K, L, M ... Probabilitatea de captură este maximă pentru electronii din stratul cel mai apropiat de nucleu, ceea ce înseamnă că cel mai probabil proces este captura K: ${}_{Z}^{A}\mathrm{X} + \mathrm{e}_{K}^{-} \rightarrow {}_{Z+1}^{A}\mathrm{Y} + \nu$. Teoria demonstrează că probabilitatea procesului de captură K crește cu micșorarea razei orbitei K și ca urmare, procesul este predominant la nucleele grele. Energia de legătură a electronului K la elementele grele este de aproximativ 100 keV, iar a electronilor L și M este de 20 și respectiv 5 keV. În general, dezintegrarea β^+ are loc împreună cu captura K, concurența celor două procese fiind determinată de nucleul generator. La nucleele ușoare predomină procesul de dezintegrare β^+. (Ținînd seama că densitatea de electroni ρ în apropierea nucleului crește puternic cu Z — deoarece raza orbitei variază cu $\frac{1}{Z}$ și volumul cu $\frac{1}{Z^3}$ — pentru un atom cu $Z = 50$, în stratul K se obține o valoare enormă: $\rho_K \simeq 10^{30}$ electroni/cm^3). Așa de exemplu, nucleul ${}_{25}^{52}\mathrm{Mn}$ se transformă în proporție de 35% în ${}_{25}^{51}\mathrm{Cr}$ prin dezintegrare β^+ iar 65 % trece tot în ${}_{25}^{52}\mathrm{Cr}$ prin captură K. Spre deosebire de dezintegrările (XIV, 1—2) și (XIV, 1—4), în procesul de captură a electronului (XIV, 1—6) se emite numai o singură particulă monoenergetică — neutrinul. Punerea în evidență a procesului de captură K nu a fost posibilă prin observarea neutrinului cu ajutorul metodelor simple, accesibile, ci prin identificarea radiației X caracteristică, emisă de nucleul derivat ${}_{Z-1}^{A}\mathrm{Y}$. Într-adevăr, dacă locul rămas liber în stratul K, prin capturarea unui electron de către nucleu, este ocupat de alt electron din straturile exterioare L, M ..., este emisă radiația K caracteristică, care poate fi pusă ușor în evidență. Energia fotonului emis este egală cu diferența $h\nu_K = E_K - E_L$, unde E_K și E_L sînt energiile de ionizare corespunzătoare expulzării electronului din stratul K, respectiv L.

Condiția de instabilitate pentru dezintegrarea β^-. Pentru a fi posibilă emisia unui electron, trebuie ca energia corespunzătoare masei nucleului generator ${}_{Z}^{A}\mathrm{X}$ să fie mai mare decît cea corespunzătoare masei nucleului derivat ${}_{Z+1}^{A}\mathrm{Y}$ și a electronului emis:

$$ M_{\text{nucl.}}(A, Z)\, c^2 > M_{\text{nucl.}}(A, Z+1)\, c^2 + m_0 c^2 \qquad \text{(XIV, 1—7)} $$

sau, dacă introducem masele atomice: $M_{\text{nucl.}}(A, Z) = M(A, Z) - Zm_0$; $M_{\text{nucl.}}(A, Z+1) = M(A, Z+1) - (Z+1)\, m_0$:

$$ Q_{\beta^-} = [M(A, Z) - Zm_0 - M(A, Z+1) + (Z+1)\, m_0 - m_0]\, c^2 = $$

$$ = [M(A, Z) - M(A, Z+1)]\, c^2 \qquad \text{(XIV, 1—8)} $$

Condiția de instabilitate pentru dezintegrarea β^+. Emisia unui pozitron este posibilă dacă se îndeplinește condiția :

$$M_{\text{nucl.}}(A, Z)\, c^2 > M_{\text{nucl.}}(A, Z-1)\, c^2 + m_0 c^2 \qquad \text{(XIV, 1—9)}$$

sau în funcție de masele atomice :

$$Q_{\beta+} = \{M(A, Z) - Zm_0 - [M(A, Z-1) - (Z-1)\, m_0] - m_0\} c^2$$

$$= [M(A, Z) - M(A, Z-1)]\, c^2 - 2m_0 \cdot c^2 \qquad \text{(XIV, 1—10)}$$

Se observă că procesul are loc cînd masa atomului ${}^A_Z\mathrm{X}$ depășește masa atomului ${}^A_{Z-1}\mathrm{Y}$ cu o mărime care corespunde energiei $2m_0 \cdot c^2 = 1{,}022$ MeV :

$$Q_{\beta+} = M(A, Z) - M(A, Z-1) \geqslant 2m_0 \cdot c^2\,(1{,}022\,\text{MeV}) \qquad \text{(XIV, 1—11)}$$

Condiția de instabilitate pentru captura de electroni. La fel ca mai sus, din compararea masei celor două nuclee, rezultă condiția energetică de producere a procesului de captură electronică :

$$Q_c = [M(A, Z) - Zm_0 - M(A, Z-1) + (Z-1)m_0]\, c^2 =$$

$$= [M(A, Z) - M(A, Z-1)]\, c^2 - m_0 \cdot c^2 \qquad \text{(XIV, 1—12)}$$

Se observă că procesul are loc cînd masa atomului ${}^A_Z\mathrm{X}$ depășește masa atomului ${}^A_{Z-1}\mathrm{Y}$ cu o mărime care corespunde energiei de repaus a electronului $m_0 \cdot c^2 = 0{,}511$ MeV :

$$Q_c = M(A, Z) - M(A, Z-1) \geqslant m_0 \cdot c^2\,(0{,}511\,\text{MeV}) \qquad \text{(XIV, 1—13)}$$

Dezintegrarea beta se întîlnește la majoritatea elementelor chimice din sistemul periodic, de la nucleele ușoare pînă la cele grele. Nucleele cu exces de neutroni se transformă prin dezintegrare β^-, iar cele cu exces de protoni prin dezintegrare β^+ sau captură de electroni. Elementele radioactive naturale ale seriilor radioactive, de exemplu izotopii ușori din seria toriului, sînt emițători beta minus. Să citățm mai întîi dezintegrarea neutronului, considerată ca o dezintegrare beta „pură" :

$${}^1_0\mathrm{n} \xrightarrow{t_{1/2} = 12{,}8\ \text{min}} {}^1_1\mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}\ (Q\ - = 0{,}78\ \text{MeV})$$

în care energia maximă a electronilor emiși este 782 ± 13 keV. Utilizînd fluxuri de neutroni lenți ($\sim 1{,}5 \cdot 10^{10}$ n/cm^2. s) produse în reactorul nuclear, s-au putut determina cu precizie caracteristicile principale ale procesului de dezintegrare : timpul de înjumătățire și spectrul de distribuție a energiei electronilor și protonilor emiși (protonii emiși au o distribuție a energiei cu maximul la 1 keV). Interpretarea rezultatelor experimentale confirmă pe deplin teoria elaborată a dezintegrării beta. Un exemplu de

dezintegrare β^- a unui izotop uşor este dezintegrarea tritiului în care se emit electroni cu energia maximă de 0,018 MeV, cu timpul de înjumătăţire de 12,2 ani :

$$^3_1\mathrm{H} \xrightarrow{t_{1/2}=12{,}2\ \mathrm{a}} {}^3_2\mathrm{He} + e^- + \bar{\nu} \quad (Q_{\beta-} = 0{,}018\ \mathrm{MeV})$$

iar a unui izotop greu, este dezintegrarea bismutului :

$$^{212}_{83}\mathrm{Bi} \xrightarrow{t_{1/2}=60{,}5\ \mathrm{min}} {}^{212}_{84}\mathrm{Po} + e^- + \bar{\nu} \quad (Q_{\beta-} = 2{,}25\ \mathrm{MeV})$$

S-a obţinut un număr mare de izotopi radioactivi artificiali prin diferite reacţii nucleare : (p, n), (p, γ), (d, n), (n, γ) sau prin bombardare cu ioni grei, care se transformă prin dezintegrare beta plus sau prin captură de electroni. Cel mai uşor izotop, care se dezintegrează prin emisie pozitronică este izotopul carbonului :

$$^{10}_{6}\mathrm{C} \xrightarrow{t_{1/2}=1{,}9\ \mathrm{s}} {}^{10}_{5}\mathrm{B} + e^+ + \nu \quad (Q_{\beta+} = 2{,}2\ \mathrm{MeV})$$

iar prin captură electronică, izotopul $^7_4$Be :

$$^7_4\mathrm{Be} + e^-_K \xrightarrow{t_{1/2}=53{,}6\ \mathrm{z}} {}^7_3\mathrm{Li} + \nu \quad (Q_c = 0{,}86\ \mathrm{MeV})$$

Dacă tranziţia beta are loc din nivelul fundamental al nucleului generator pe nivelul fundamental al nucleului derivat, numai cu emisia de electroni (pozitroni), spectrul beta care ia naştere este un spectru simplu. În multe cazuri însă, tranziţia se produce din starea fundamentală a nucleului generator pe diferite nivele de excitare ale nucleului derivat, care revin în starea fundamentală prin emisia de cuante gamma şi spectrele beta simple sînt însoţite de radiaţiile gamma. Pentru exemplificare, în figura XIV—1*a* se indică schemele de dezintegrare pentru izotopii $^{22}_{11}$Na

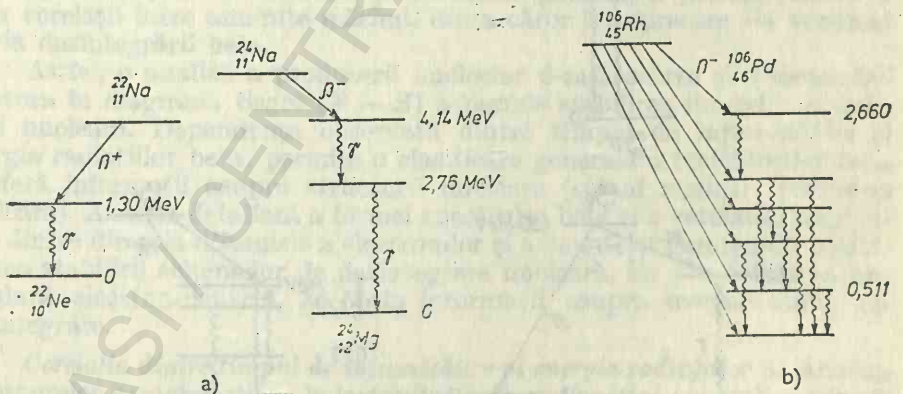
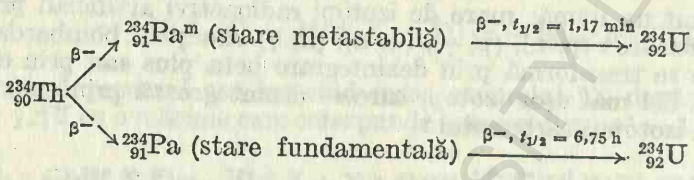


Fig. XIV—1. — Scheme de dezintegrare beta.
a) $^{24}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{24}_{12}\mathrm{Mg} + \beta^-$; $^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne} + \beta^+$; *b*) $^{106}_{45}\mathrm{Rh} \rightarrow {}^{106}_{46}\mathrm{Pd} + \beta^-$.

şi $^{24}_{11}$Na. În alte cazuri, dezintegrarea poate avea loc prin mai multe căi, tranziţia conducînd la starea fundamentală sau diferite stări excitate ale nucleului derivat. În asemenea procese, spectrele beta sînt complexe şi sînt însoţite de radiaţii gamma. Ca exemplu, în figura XIV—1*b* se redă

schema de dezintegrare pentru $^{106}_{45}Rh$, în care se observă mai multe grupe de radiații beta cu energii maxime diferite. Nivelele excitate din nucleul derivat $^{106}_{46}Pd$ sînt dezexcitate prin tranziții direct în starea fundamentală sau pe nivele de excitare inferioare, cu emisia mai multor radiații gamma. Spectre beta complexe se obțin la nucleele unde s-a observat fenomenul de izomerie nucleară, care au doi timpi de înjumătățire pentru emisia de radiații beta. Prima pereche de izomeri nucleari a fost pusă în evidență de Hahn în 1921, unde nucleul ^{234}Pa se dezintegrează cu doi timpi de înumătățire diferiți:



Izomerul cu $t_{1/2} = 1{,}17$ min, se găsește într-o stare excitată la 0,0698 MeV. Pentru exemplificare, în figura XIV—2 se prezintă schema de dezintegrare a izotopului radioactiv ^{60}Co, care se utilizează pe scară largă în știință și tehnică, datorită celor două radiații γ care însoțesc emisia β^-. Starea izomeră se găsește la un nivel de excitare de 0,0586 MeV cu $t_{1/2} = 10{,}5$ min.

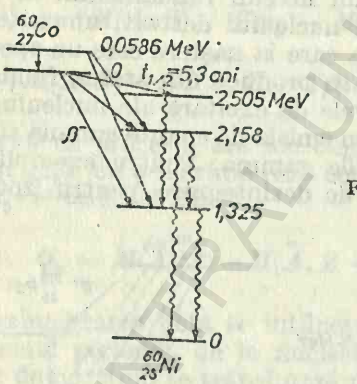


Fig. XIV—2. — Schema de dezintegrare $^{60}Co \rightarrow {}^{60}Ni + \beta^-$.

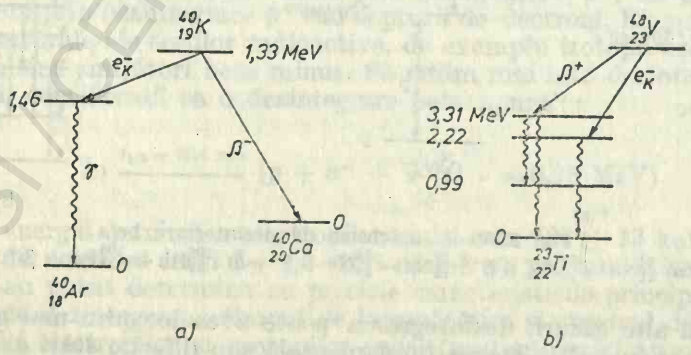


Fig. XIV—3. — Scheme de dezintegrare $\beta^-(\beta^+) + e\bar{K}$.
a) $^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{20}Ca + \beta^-$; $^{40}_{19}K + e\bar{K} \rightarrow {}^{40}_{18}Ar$; *b*) $^{48}_{23}V \rightarrow {}^{48}_{22}Ti + \beta^+$; $^{48}_{23}V + e\bar{K} \rightarrow {}^{48}_{22}V$.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

O fracțiune mică (10%) din nucleele aflate în această stare emit radiații β^-, iar restul (90%) se dezexcită prin emisia unei radiații γ cu energia de 0,0586 MeV. Se observă că starea fundamentală se dezintegrează β^-, în proporție de 99%, pe nivelul nucleului derivat $^{64}_{28}$Ni situat la 2,505 MeV, care se dezexcită prin emisia unei radiații γ cu energia de 1,17 MeV, trecînd în prima stare excitată situată la 1,33 MeV. Un exemplu de dezintegrare β^- însoțită de captură de electron, pentru $^{40}_{19}$K, este indicat în figura XIV—3*a*: $^{40}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{40}_{20}\text{Ca} + \beta^-$; $^{40}_{19}\text{K} + e^-_K \rightarrow {}^{40}_{18}\text{Ar}$, iar de dezintegrare β^+ însoțită de captură de electron pentru $^{48}_{23}$V, se redă în figura XIV—3*b*: $^{48}_{23}\text{V} \rightarrow {}^{48}_{22}\text{Ti} + \beta^+$; $^{48}_{23}\text{V} + e^-_K \rightarrow {}^{48}_{22}\text{Ti}$. În sfîrșit, un exemplu foarte interesant de dezintegrare beta îl oferă izotopul $^{64}_{29}$Cu la care se produc toate cele trei tipuri de procese: dezintegrarea β^- (39%): $^{64}_{29}\text{Cu} \rightarrow {}^{64}_{30}\text{Zn} + \beta^-$; dezintegrarea β^+ (19%): $^{64}_{29}\text{Cu} \rightarrow {}^{64}_{28}\text{Ni} + \beta^+$; captura de electroni (42%): $^{64}_{29}\text{Cu} + e^-_K \rightarrow {}^{64}_{28}\text{Ni}$, după cum se vede în figura XIV—4.

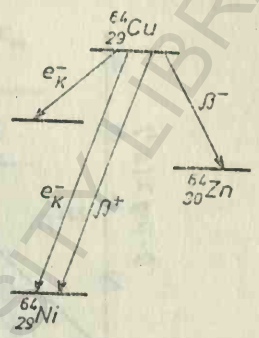


Fig. XIV—4. — Schema de dezintegrare β^-, β^+, e^-_K a nuclidului $^{64}_{29}$Cu.

2. DATE EXPERIMENTALE ASUPRA PROCESULUI DE DEZINTEGRARE BETA

Cercetarea experimentală a unui număr mare de izotopi β-radioactivi naturali și artificiali din care s-au obținut valorile timpilor de înjumătățire, forma spectrelor de distribuție a electronilor emiși, limita maximă a energiei, gradul de complexitate a spectrelor, corelația unghiulară la dezintegrarea beta (unghiul dintre direcția de emisie a electronului și a neutrinului, precum și a electronului și a cuantei gamma) a permis stabilirea unor corelații între anumite mărimi, din a căror interpretare s-a verificat teoria dezintegrării beta.

Astfel, o analiză a producerii nucleelor β-radioactive și a localizării acestora în diagrama Segrè ($N - Z$) a permis stabilirea limitelor stabilității nucleare. Dependența observată dintre timpul de înjumătățire și energia radiațiilor beta, permite o clasificare generală a emițătorilor beta și oferă informații asupra structurii nucleare (spinul nuclear, paritatea nucleară). Analiza detaliată a formei spectrului beta și a corelației unghiulare dintre direcția de emisie a electronilor și a cuantelor gamma dă posibilitatea stabilirii schemelor de dezintegrare nucleară, iar din corelarea unghiulară electron-neutrin, se obțin informații asupra mecanismului de dezintegrare.

Corelația dintre timpul de înjumătățire și energia radiațiilor β. Analiza constantelor caracteristice ale izotopilor beta-radioactivi naturali a permis stabilirea unei relații empirice între timpul de înjumătățire $t_{1/2}$ și energia maximă a spectrului beta E_m, de forma:

$$t_{1/2} \cdot E^5 = \text{const.} \qquad \text{(XIV, 2—1)}$$

$$\log \lambda = 5 \log E + \log c \qquad \text{(XIV, 2—2)}$$

care este analoagă cu relația Geiger-Nuttall pentru izotopii alfa-radioactivi. Reprezentarea grafică $\log \lambda = f(\log E_m)$, cunoscută ca diagrama Sargent [1], grupează punctele pe două linii, care — după cum se va arăta — corespund tranzițiilor beta permise și interzise. Această reprezentare este

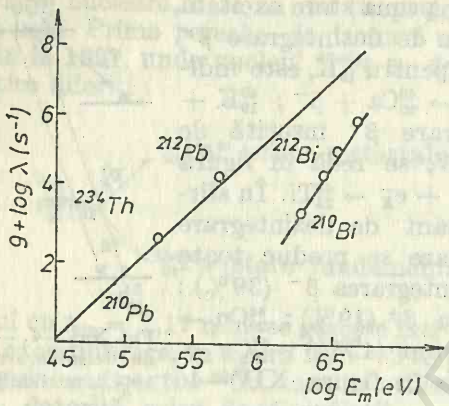


Fig. XIV—5. — Diagrama Sargent pentru nucleele β^- radioactive grele, naturale.

redată în figura XIV—5 pentru nuclizii beta-radioactivi naturali. Relația lui Sargent confirmă că limita superioară a spectrului beta E_m reprezintă energia de tranziție. O astfel de reprezentare se poate trasa și pentru nuclizii beta-radioactivi artificiali, dar se observă multe abateri de la diagrama Sargent, ceea ce dovedește că energia maximă E_m nu este singurul factor care determină mărimea timpului de înjumătățire al radionuclidului. Totuși, se observă o regularitate generală (la fel ca la dezintegrarea alfa) : timpul de înjumătățire crește puternic cu scăderea energiei maxime a particulei emise. La o variație a lui $t_{1/2}$ de la 10^{-2} la 10^{22} s, energia maximă a electronilor scade de la ~15 la ~0,015 MeV. Valorile timpilor de înjumătățire și ale energiilor maxime pentru cîțiva izotopi β-radioactivi naturali și artificiali sînt expuse în tabloul XIV—1.

Spectrul beta. Măsurătorile de energie a radiațiilor beta emise de izotopii β-radioactivi, cu ajutorul spectrometrelor beta magnetice, au arătat că acestea prezintă un spectru energetic continuu care începe de la zero și se întinde pînă la o energie maximă dată de relația (XIV, 1—8). Pentru exemplificare, în figura XIV—6 se prezintă spectrul energetic al radiațiilor β^- și β^+ emise de ^{64}Cu (conform schemei de dezintegrare din figura XIV—4). Toate spectrele beta au două elemente caracteristice : energia maximă E_m și energia medie $\tilde{E}$, care de regulă este 1/3 din energia maximă, $\tilde{E} \simeq \frac{1}{3} E_m$. O diferență semnificativă între spectrele beta minus și beta plus se observă, după cum se poate vedea în figura XIV—6*a* și *b*, în domeniul energiilor mici ale electronilor emiși. La spectrele beta minus, fracțiunea electronilor lenți este considerabilă, în timp ce la spectrele beta

[1] B. SARGENT, *Proc. Roy. Soc.*, A 139, 659 (1933).

plus fracțiunea acestora scade continuu către zero. Această caracteristică este determinată de influența cîmpului coulombian al nucleului asupra emisiei electronilor.

TABLOUL XIV–1

Timpul de înjumătățire $t_{1/2}$ și energia maximă E_m ale unor izotopi β-radioactivi

Izotopul	Radiația	$t_{1/2}$(s)	E_m(MeV)
^{212}Bi	β^-	$3{,}6 \cdot 10^3$	2,25
^{212}Pb	β^-	$3{,}8 \cdot 10^4$	0,36
^{210}Bi	β^-	$4{,}3 \cdot 10^5$	1,17
^{234}Th	β^-	$2{,}1 \cdot 10^6$	0,21 (80%); 0,11 (20%)
^{210}Pb	β^-	$7{,}0 \cdot 10^8$	0,018
^{17}F	β^-	7,0	1,72
^{87}Rb	β^-	$1{,}3 \cdot 10^{18}$	0,275
^{115}In	β^-	$1{,}9 \cdot 10^{22}$	0,63
^{8}B	β^+	$4{,}6 \cdot 10^{-1}$	13,7
^{12}B	β^+	$3{,}0 \cdot 10^{-2}$	13,4
^{10}C	β^+	1,9	2,2
^{11}C	β^+	$1{,}2 \cdot 10^3$	0,99
^{12}N	β^+	$1{,}3 \cdot 10^{-2}$	16,6
^{16}N			
^{27}Si	β^+	4,9	3,48
^{41}Sc	β^+	$8{,}7 \cdot 10^{-1}$	4,94

Interpretarea caracterului continuu al spectrului de radiații beta a avut de întîmpinat la început dificultăți serioase, deoarece ipotezele avansate conduceau la concluzia inaplicabilității legii de conservare a energiei în procesele nucleare, la care însă s-a renunțat foarte repede, datorită studiilor ulterioare acumulate. Acceptînd existența nivelelor discrete de energie în nuclee (așa cum indică caracterul discret al spectrelor alfa) principiul conservării energiei s-ar putea respecta dacă se admite că spectrul continuu beta este însoțit de un spectru continuu gamma, complementar cu primul, astfel ca suma celor două energii E_β și E_γ să fie mereu egală cu energia maximă a spectrului beta, E_m. Existența spectrului discret de radiații gamma care însoțește emisia beta și absența acestora la unele nuclee cu schemă de dezintegrare simplă, au respins această ipoteză. În 1922, Meitner presupune că, în momentul dezintegrării, toți electronii emiși au aceeași energie maximă, care ulterior se micșorează prin interacțiune cu învelișul electronic al atomului. Dar nici această explicație nu s-a dovedit valabilă.

Determinarea microcalorimetrică precisă a cantității de căldură degajată la absorbția radiațiilor beta emise de ^{210}Bi ($E_m = 1{,}16$ MeV) în plumb, efectuată de Ellis și Wooster[1], a demonstrat că aceasta coincide cu

[1] C. Ellis, W. Wooster, *Proc. Roy. Soc.*, A **117**, 109 (1927).

energia medie a spectrului beta ($\tilde{E} \simeq 0{,}36$ MeV) şi nu cu energia maximă, confirmînd pe această cale forma spectrului determinată prin spectrometria beta.

Pe de altă parte, s-a dovedit clar că energia maximă a spectrului beta este într-adevăr egală cu diferenţa dintre energia stării fundamentale a

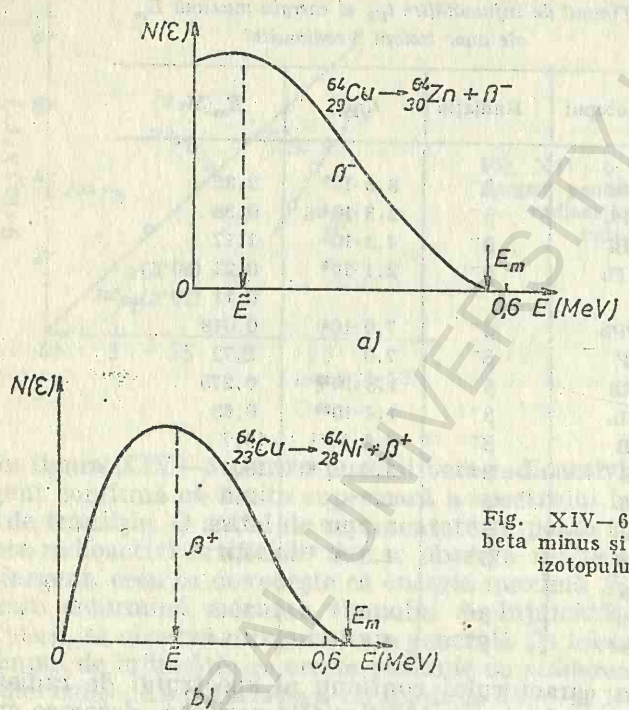


Fig. XIV—6. — Spectrul beta minus şi beta plus al izotopului ^{64}Cu.

nucleului generator şi derivat. O demonstraţie se poate face prin calculul bilanţului energetic la dezintegrarea ramificată alfa şi beta a nucleului radioactiv $^{212}_{83}Bi$, care se verifică dacă pentru dezintegrarea beta se ia energia maximă a spectrului. Pentru ramificaţia considerată în figura XIV—7, energia eliberată în tranziţia $^{212}_{83}Bi \rightarrow ^{208}_{82}Pb$ este de 11,20 MeV, calculată

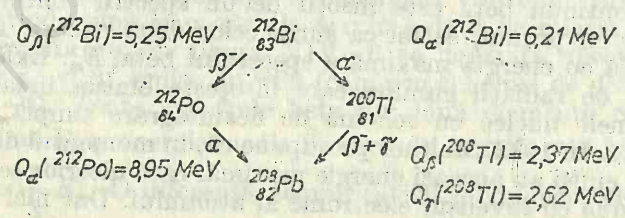


Fig. XIV—7.— Schema ramificaţiei pentru tranziţia $^{212}_{83}Bi \rightarrow ^{208}_{82}Pb$.

fie prin ramificaţia $^{212}_{83}Bi \xrightarrow{\beta^-} ^{212}_{84}Po \xrightarrow{\alpha} ^{208}_{82}Pb$, $Q_\beta(^{212}Bi) + Q_\alpha(^{212}Po) = 11{,}20$ MeV, fie prin ramificaţia : $^{212}_{83}Bi \xrightarrow{\alpha} ^{208}_{81}Tl \xrightarrow{\beta^-} ^{208}_{82}Pb$, $Q_\alpha(^{212}Bi) + Q_\beta(^{208}Tl) + Q_\gamma(^{208}Tl) = 11{,}20$ MeV.

Au apărut dificultăți și în legătură cu conservarea spinului în procesul de dezintegrare beta. De exemplu, dacă nucleul generator conține un număr par de nucleoni și are deci spinul nuclear întreg, în urma dezintegrării nucleul derivat este constituit din același număr par de nucleoni și are spinul întreg. Deoarece spinul electronului emis este $1/2\ \hbar$, nu este posibilă conservarea spinului.

3. NEUTRINUL

Înlăturarea dificultăților semnalate, s-a făcut de către Pauli [1], în 1931, care a presupus că în procesul de dezintegrare beta, odată cu electronul β se emite încă o particulă fără sarcină electrică și cu masă mult mai mică decît a electronului (aproape infimă) care preia diferența dintre energia de dezintegrare Q_β și energia electronului β. Această particulă ipotetică a fost denumită neutrin (neutron mic) de către Fermi și se notează cu ν. În acest fel, legea conservării energiei este pe deplin verificată, deoarece energia de dezintegrare Q_β se repartizează electronului și neutrinului:

$$Q_\beta = E_m = E_\beta + E_\nu \qquad \text{(XIV, 3—1)}$$

unde E_β este energia electronului iar E_ν energia neutrinului. Deoarece energia de repaus a electronului este 0,511 MeV, energia cinetică a electronului T_β și respectiv a neutrinului T_ν rezultă din relația:

$$T = T_\beta + T_\nu = E_m - 0{,}511 \qquad \text{(XIV, 3—2)}$$

și $T_\nu = E_\nu$ întrucît masa de repaus a neutrinului este infimă. Din studiul spectrelor beta se apreciază ca limită superioară pentru energia de repaus a neutrinului, $m_\nu \cdot c^2 \simeq 50$ eV.

Experiențe care dovedesc existența neutrinului. Datorită masei sale infime și absenței sarcinii electrice, neutrinul nu interacționează cu substanțele, deci nu se atenuează la trecerea prin acestea (de exemplu, plumbul) și nu produc ionizare (experiențe efectuate la adîncime mare sub pămînt, pentru a reduce la minim ionizarea produsă de radiațiile cosmice, și calcule ulterioare, arată că neutrinul are o capacitate de ionizare extrem de mică, producînd o pereche de ioni de-a lungul unei distanțe de aproximativ 500 km, străbătută în aer). Se apreciază că secțiunea eficace de interacție a neutrinului cu nucleul este de ordinul 10^{-44} cm^2, ceea ce corespunde străbaterii unei distanțe medii de $\sim 10^6$ cm, într-o materie nucleară cu concentrația de 10^{38} nuclee/cm^3. Din această cauză, primele experiențe de punere în evidență a neutrinului au urmat o cale indirectă. Leipunskii [2], în 1936, demonstrează pentru prima dată formarea neutrinului bazat pe faptul că prezența sau absența unei radiații complementare neutrinice în procesul de dezintegrare beta trebuie să fie reflectată în conservarea

[1] W. Pauli, „Noyaux Atomiques", în „Proceedings of the Solvay Congress", 1933, Gauthier-Villars, Paris, 1934, p. 324.
[2] A. Leipunskii, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 32, 301 (1936).

impulsului. Dacă se emite numai electronul, conform legii de conservare, impulsurile electronului emis p_e și nucleului de recul p_R trebuie să fie egale și de sensuri contrare :

$$p_e + p_R = 0 \qquad \text{(XIV, 3—3)}$$

Dacă se emite și un neutrin, cu impulsul p_ν, relația de conservare a impulsului devine :

$$p_e + p_\nu + p_R = 0 \qquad \text{(XIV, 3—4)}$$

și deci impulsul electronului nu mai este egal cu impulsul nucleului de recul. Măsurarea experimentală a impulsului nucleului de recul va putea furniza informații asupra relației de conservare (XIV, 3—4). Ca sursă de radiație beta, Leipunskii a folosit izotopul ^{11}C care dezintegrează după schema : $^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + \beta^+ + \nu$. Constatarea unei distribuții a energiei nucleelor de recul ^{11}B, a indicat deci existența neutrinului. Datorită dificultăților experimentale în măsurarea energiei foarte mici (10 ÷ 100 eV) a nucleelor de recul, rezultatele obținute nu au oferit suficientă încredere acestei concluzii.

O evidență convingătoare a participării neutrinului la conservarea impulsului în dezintegrarea beta, a fost adusă de Szalay și Csikai [1], care au obținut o fotografie în camera de expansiune unde se afla izotopul beta-radioactiv $^{6}_{2}He$. În urma procesului de dezintegrare : $^{6}_{2}He \rightarrow {}^{6}_{3}Li + \beta^- + \bar{\nu}$, pe placa fotografică apar, după cum era de așteptat, două traiectorii, ale electronului și nucleului de recul $^{6}_{3}Li$, între care există un unghi mare, ceea ce sugerează emisia neutrinului.

Alihanian și Alihanov au propus folosirea procesului de captură K pentru punerea în evidență a neutrinului, ca de exemplu : $^{7}_{4}Be + e^-_K \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \nu$. În acest caz, energia de dezintegrare este preluată în întregime de neutrin și ca urmare, nucleul de recul este monoenergetic. Energia de dezintegrare Q_K, care este egală cu energia neutrinului E_ν, se calculează din relația : $E_\nu = [M(^{7}_{4}Be) - M(^{7}_{3}Li)]$. 931,4 = 0,864 MeV. În presupunerea că masa de repaus a neutrinului este nulă, impulsul său este : $p_\nu = \frac{E_\nu}{c}$, cu care se poate calcula energia nucleului de recul E_r (^{7}Li) :

$$E_r(^{7}Li) = \frac{p_\nu^2}{2M(^{7}Li)} = \frac{E_\nu^2}{2M(^{7}Li) \cdot c^2} = 57{,}3 \text{ eV}$$

ținînd seama că impulsul neutrinului este egal cu impulsul nucleului de recul ^{7}Li, $p_\nu = p_r = \sqrt{2M(^{7}Li) \cdot E_r(^{7}Li)}$. Măsurarea experimentală a energiei de recul a nucleului ^{7}Li, printr-o tehnică experimentală perfecționată [2], a dat o valoare de ~56,6 eV, foarte apropiată de valoarea calculată, ceea ce constituie o dovadă indirectă concludentă a existenței neutrinului.

---

[1] A. Szalay, J. Csikai, *Soviet Physics*, **8**, 749 (1959).
[2] J. Allen, *Phys. Rev.*, **61**, 692 (1942).

Dovada experimentală directă a existenței neutrinului a fost adusă de Reines și Cowan [1], care au realizat o ciocnire între un flux intens de antineutrini și hidrogen, într-o soluție de scintilator organic, din care rezultă un neutron și un pozitron:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \qquad \text{(XIV, 3—5)}$$

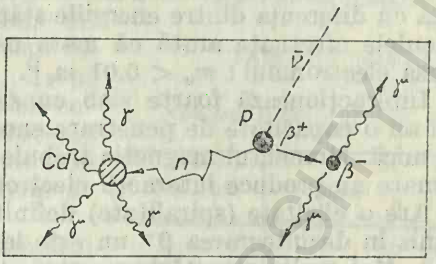


Fig. XIV—8. — Schema dispozitivului experimental pentru punerea în evidență a neutrinului.

În urma absorbției antineutrinilor de către protoni, se emit cuante gamma, care rezultă din două procese distincte, separate în timp: anihilarea electron-pozitron: $e^+ + e^- \xrightarrow{t \simeq 10^{-9}\text{s}} 2\gamma$ și reacția de captură a neutronului $^{113}Cd + n \xrightarrow{t=10^{-5}\text{s}} {}^{114}Cd + \gamma$. Neutronii rezultați din procesul (XIV, 3—5) sînt încetiniți prin ciocniri elastice și apoi prin reacția de captură cu nucleele de cadmiu, introduse în sistem, dau naștere la cuante gamma. Schema dispozitivului experimental este prezentată în figura XIV—8. Deoarece secțiunea eficace a procesului (XIV, 3—5) este extrem de mică, pentru punerea în evidență s-a realizat un dispozitiv experimental cu performanțe tehnice remarcabile. Fluxul de antineutrini avea o intensitate de $\sim 10^{13}$ $\bar{\nu}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Ecranarea față de fluxul $n + \gamma$ de la reactorul nuclear s-a realizat cu un strat de parafină de 1,5 m și un strat de plumb de 15 cm. Volumul scintilatorului lichid era de $1{,}4 \cdot 10^3$ l, cu o greutate de ~ 12 t. Pentru măsurarea cuantelor gamma s-a utilizat un circuit de coincidență, care cuprindea aproape 500 fotomultiplicatori. La o viteză de numărare de 36 ± 4 evenimente/oră, s-a calculat pentru secțiunea eficace a procesului o valoare de $11 \pm 2{,}6 \cdot 10^{-44}$ cm^2.

Cercetări experimentale referitoare la procesul dintre neutrini și nucleul de clor [2]: $^{37}_{17}Cl + \nu \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + \beta^-$ (nucleul ^{37}Ar este un emițător β^+) și la dezintegrarea beta dublă a izobarilor pari ($^{124}_{50}Sn \rightarrow {}^{122}_{52}Te + 2\beta^- + 2\bar{\nu}$) au indicat existența neutrinului ν și a antiparticulei corespunzătoare, antineutrinul $\bar{\nu}$.

Proprietățile neutrinului. Aplicarea legilor de conservare (masă, sarcină, impuls, paritate) la procesul de dezintegrare beta și interpretarea multor date experimentale asupra acestuia, au permis stabilirea următoarelor proprietăți ale neutrinului:

— Sarcina electrică este nulă, așa cum rezultă din legea conservării sarcinii electrice. Această proprietate rezultă din faptul că nu lasă urmă în detectorii de particule.

[1] F. Reines, C. Cowan, *Phys. Rev.*, **92**, 830 (1953); **113**, 273 (1959).
[2] R. Davis, *Phys. Rev.*, **97**, 766 (1955).

— Are spinul 1/2 $\hbar$ și este un fermion de paritate pară. Aplicarea legii de conservare a spinului la procesele de dezintegrare beta se realizează numai dacă se admite pentru neutrin, $S = \frac{1}{2}\hbar$.

— Masa de repaus a neutrinului, m_ν, este zero sau foarte mică. Această concluzie rezultă din faptul că energia maximă a electronilor emiși este egală cu diferența dintre energiile stărilor nucleului generator și derivat. Calculele efectuate arată că masa neutrinului este mult mai mică decît masa electronului: $m_\nu < 0{,}01\ m_e$ [1].

— Interacționează foarte slab cu substanța și din această cauză, neutrinii au o capacitate de penetrare enormă și o putere de ionizare extrem de mică. Momentul magnetic trebuie să fie foarte mic sau chiar nul și ca urmare nu produce interacții electromagnetice.

— Are o elicitate (spiralitate) definită. Este bine cunoscut că neutrinul emis în dezintegrarea β^- nu este identic cu acela emis în dezintegrarea β^+. Mai multe cercetări experimentale au demonstrat că în dezintegrarea β^- se emite un antineutrin $\bar{\nu}$, iar în dezintegrarea β^+ se emite un neutrin ν. Masa acestor două particule este egală. Din teoria lui Dirac referitoare la existența antiparticulelor rezultă că spinul unui fermion cu masă nulă trebuie să fie orientat paralel sau antiparalel cu direcția de mișcare. Această proprietate este numită elicitate. Prin convenție, s-a atribuit elicitate pozitivă particulelor care au spinul paralel cu impulsul și elicitate negativă particulelor care au spinul antiparalel cu impulsul. Măsurătorile experimentale au arătat că spinul neutrinului S_ν este orientat în sens opus vectorului impuls p_ν și în consecință, neutrinul are elicitatea -1, iar antineutrinul are elicitatea $+1$, ceea ce poate sugera intuitiv că spinul neutrinului este asociat impulsului de translație prin regula burghiului (figura XIV—9).

Prevederea teoretică a existenței perechii neutrin-antineutrin a sugerat o nouă lege de conservare — care a fost verificată experimental —

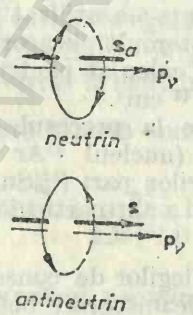


Fig. XIV—9. — Elicitatea neutrinului și antineutrinului.

cunoscută sub numele de *conservarea leptonică*. În teoria particulelor elementare *leptonii* [2] constituie clasa de particule elementare cu masă mică: electron, neutrin, foton. Leptonilor de tip particulă, ca electronul e^- sau neutrinul ν, li se atribuie *numărul leptonic* $+1$, iar leptonilor de tip antiparticulă ca pozitronul e^+ sau antineutrinul li se atribuie

[1] Langer, Moffat, *Phys. Rev.*, 88, 689 (1952).
[2] În limba greacă: leptos = ușor.

numărul leptonic −1. Particulelor cu mase mari, de exemplu neutronii sau protonii, li se atribuie numărul leptonic zero (tabloul XIV–2). În dezintegrarea beta, la fel ca și în alte procese la care participă leptonii, numărul acestora trebuie să se conserve[1]. Datorită respectării legii de conservare a numărului leptonic, așa cum rezultă din tabloul XIV–2, din procesul de dezintegrare beta minus (XIV, 1–1), prin care un neutron se transformă într-un proton, trebuie să fie emis un antineutrin $\bar{\nu}$. La fel, din procesul de dezintegrare beta plus (XIV, 1–3) — la care participă antiparticulele corespunzătoare particulelor din procesul (XIV, 1–1) — prin care un proton se transformă într-un neutron, trebuie să fie emis un neutrin ν.

TABLOUL XIV–2

Numărul leptonic al unor particule

Particula	Simbol	Număr leptonic
electron	e^-	1
pozitron	e^+	−1
neutrin	ν	1
antineutrin	$\bar{\nu}$	−1
miuon	μ	−1
antimiuon	$\bar{\mu}$	+1
nucleon	$n(p)$	0

Reacția de captură a electronului (XIV, 1–5) constituie un prim exemplu de proces care se desfășoară sub acțiunea forțelor nucleare de interacție slabă. Existența acesteia sugerează desfășurarea procesului invers:

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \quad \text{(XIV, 3–6)}$$

și conform teoriei lui Dirac, este posibilă și reacția la care participă antiparticulele corespunzătoare:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad \text{(XIV, 3–7)}$$

pusă în evidență de Reines și Cowan. Procesele (XIV, 3–6) și (XIV, 3–7) sînt permise datorită conservării numărului leptonic.

4. TEORIA DEZINTEGRĂRII BETA

Teoria dezintegrării beta a fost elaborată de Fermi [2] în 1934, pornind de la ipoteza existenței neutrinului avansată de Pauli, după modelul teoriei cuantice a cîmpului, în care emisia fotonului are loc în urma tranziției cuantice a unui electron de pe un nivel superior pe un nivel inferior de energie, ca urmare a interacției electronului cu propriul său cîmp electromagnetic, ale cărui cuante sînt fotonii.

Se admite că leptonii — electronul și neutrinul — emiși în dezintegrarea beta se formează în timpul procesului de dezintegrare, la fel cum cuantele cîmpului electromagnetic se formează în momentul emiterii lor de către atom. Procesul de dezintegrare are loc ca urmare a interacției slabe dintre cîmpul electrono-neutrinic — ale cărui cuante sînt electronul și neutrinul — și nucleon. Forța slabă de cuplare nucleon-electron rezultă din faptul că timpul de înjumătățire (timpul de tranziție variază între 10^{-19} și 10^{-13} s) este mult mai lung decît timpul mișcării nucleonice ($\sim 10^{-21}$ s) și ca urmare, constanta de cuplare pentru interacția slabă este

[1] E. Konopinski, H. Mahmoud, *Phys. Rev.*, **92**, 1045 (1953).
[2] E. Fermi, *Z. für Physik*, **88**, 161 (1934).

mult mai mică decît constanta de cuplare pentru interacţia tare. Deoarece leptonii sînt particule relativiste, pentru tratarea mişcării acestora se utilizează teoria lui Dirac. Dacă se consideră ecuaţia lui Dirac ca o ecuaţie a undelor care determină diferite stări ale unui electron individual, noţiunea de vid al cîmpului electrono-pozitronic poate fi definită în teoria „golurilor" a lui Dirac, în modul următor: vidul reprezintă o stare în care toate nivelele negative de energie a electronului sînt ocupate. Acest „fond negativ" infinit de electroni (*sea of electrons*) nu se manifestă ca atare, dar sub acţiunea unui cîmp exterior, electronul poate să treacă dintr-o stare cu energie negativă într-o stare cu energie pozitivă (fiind necesară o energie minimă $2\ m_0 \cdot c^2$) iar în fondul negativ infinit de electroni apare un „gol" care se comportă ca o particulă cu energie pozitivă, cu sarcină de semn opus şi egală în mărime absolută cu sarcina electronului. Acest „gol" în distribuţia negativă infinită a electronilor este interpretat ca un pozitron, iar trecerea electronului din starea de energie negativă în starea de energie pozitivă, ca formarea unei perechi electron-pozitron. De asemenea, electronii pot fi consideraţi ca goluri în fondul infinit de pozitroni. Această reprezentare poate fi aplicată oricărui fermion care este descris de ecuaţia lui Dirac, de exemplu neutrinul, care are sarcina şi masa egale cu zero. Antineutrinul poate fi reprezentat ca un gol în fondul negativ infinit de energie al neutrinilor.

Cu această imagine, procesul de dezintegrare beta minus (XIV, 1—1), în care un neutron este transformat într-un proton, poate fi reprezentat în modul următor: starea iniţială constă dintr-un neutron şi un fond negativ infinit al neutrinilor. Starea finală constă dintr-un proton, un electron de energie pozitivă şi antineutrinul, considerat ca un gol în fondul negativ infinit de energie al neutrinilor. Cu alte cuvinte, a fost creat un electron de energie pozitivă şi a fost anihilat (distrus) un neutrin de energie negativă. În mod similar, în procesul de dezintegrare beta plus (XIV, 1—3), în care un proton se transformă într-un neutron, se poate spune că a fost creat un neutrin de energie pozitivă şi a fost anihilat un electron de energie negativă. La fel, în captura de electron (XIV, 1—5) este creat un neutrin de energie pozitivă şi este distrus un electron de energie pozitivă.

La tratarea cantitativă a procesului de creare şi anihilare a electronului şi neutrinului, nu se poate aplica ecuaţia lui Schrödinger, deoarece aceasta este valabilă numai pentru sisteme la care numărul de particule se conservă. Din această cauză, se aplică metodele cuantificării a doua, care utilizează operatorii de creare şi de anihilare. Astfel, în emisia β^- acţionează operatorul τ_+, care converteşte un neutron într-un proton, iar în emisia β^+ acţionează operatorul τ_- care converteşte un proton într-un neutron.

Presupunînd că nucleonul constituie o sursă de cîmp electrononeutrinic, nucleul care este format din nucleoni, poate emite o pereche de cuante, electron-antineutrin sau pozitron-neutrin, care se formează ca şi cuantele electromagnetice, în momentul emisiei lor. În urma acestui proces, se realizează tranziţia nucleului generator în nucleul derivat, iar probabilitatea acestuia determină probabilitatea dezintegrării beta. Deoarece forţa de interacţie nucleon-electron este slabă, pentru calculul probabili-

tății de tranziție se poate utiliza teoria perturbațiilor. După această teorie, probabilitatea de tranziție beta $P(p)$, în unitatea de timp, a unui nucleu din starea inițială în starea finală, prin care se emite un electron cu impulsul cuprins între p și $p + \mathrm{d}p$, este dată de relația:

$$P(p)\,\mathrm{d}p = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E} \qquad \text{(XIV, 4—1)}$$

unde $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E}$ este densitatea stărilor finale ale sistemului electrono-neutrinic care reprezintă numărul stărilor finale $\mathrm{d}n$ cu energia cuprinsă între E și $E + \mathrm{d}E$, iar M_{if} este elementul de matrice al interacției:

$$M_{if} = \int \Psi_f^* \mathrm{H}_\beta \cdot \Psi_i \,\mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—2)}$$

unde H_β este operatorul perturbației, care descrie cuplarea slabă dintre cele două stări, Ψ_f^* este funcția de undă a stării finale, Ψ_i este funcția de undă a stării inițiale a sistemului, iar $\mathrm{d}\tau$ elementul de volum. Calculul densității stărilor sistemului electrono-neutrinic $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E}$ și a elementului de matrice M_{if}, din relația (XIV, 4—1), permite determinarea constantei de dezintegrare beta sau a timpului de înjumătățire și oferă posibilitatea confruntării teoriei cu datele experimentale. Dacă stările inițiale și finale aparțin spectrului discret, atunci $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E} = 1$.

Calculul densității de stări. Diagrama Kurie. Forma spectrului beta constatată experimental, poate fi dedusă teoretic din calculul densității de stări $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E}$. Conform principiului conservării energiei, energia totală de dezintegrare E_m este suma energiei neutrinului E_ν și a electronului E_e:

$$E_m = E_\nu + E_e \qquad \text{(XIV, 4—3)}$$

Dacă o particulă este limitată într-un volum V, numărul de stări finale ale electronului $\mathrm{d}n_\beta$, cu impulsul cuprins între p_β și $p_\beta + \mathrm{d}p_\beta$ este dat de relația cunoscută:

$$\mathrm{d}n_\beta = \frac{4\pi p_\beta^2 \cdot \mathrm{d}p_\beta \cdot V}{(2\pi\hbar)^3} \qquad \text{(XIV, 4—4)}$$

și la fel, numărul de stări finale ale neutrinului $\mathrm{d}n_\nu$ cu impulsul cuprins între p_ν și $p_\nu + \mathrm{d}p_\nu$ este:

$$\mathrm{d}n_\nu = \frac{4\pi p_\nu^2 \,\mathrm{d}p_\nu \cdot V}{(2\pi\hbar)^3} \qquad \text{(XIV, 4—5)}$$

Dacă se presupune că nu există o corelație între direcțiile de emisie ale electronului și neutrinului, $dn = dn_\beta \cdot dn_\nu$ și din ecuațiile (XIV, 4—4) și (XIV, 4—5) se obține:

$$dn = \frac{16\pi^2 p_\beta^2 \cdot dp_\beta \cdot p_\nu^2 \cdot dp_\nu \cdot V^2}{(2\pi\hbar)^6} \qquad \text{(XIV, 4—6)}$$

Luînd în considerație că particula β și neutrinul sînt relativiste, trebuie utilizată relația relativistă impuls-energie:

$$p_\beta^2 c^2 = E_\beta^2 - m_e^2 c^4 ; \; p_\nu^2 c^2 = E_\nu - m_\nu^2 c^4 \qquad \text{(XIV, 4—7)}$$

și deci:

$$p_\beta^2 \, dp_\beta = \frac{1}{c^3} E_\beta \sqrt{E_\beta^2 - m_e^2 c^4} \cdot dE_\beta ;$$

$$p_\nu^2 \, dp_\nu = \frac{1}{c^3} E_\nu \sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot dE_\nu \qquad \text{(XIV, 4—8)}$$

Ecuația (XIV, 4—6) devine în acest caz:

$$dn = \frac{16\pi^2 \cdot V^2}{(2\pi\hbar c)^6} E_\beta \cdot E_\nu \sqrt{E_\beta^2 - m_e^2 c^4} \cdot \sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot dE_\beta \cdot dE_\nu$$

(XIV, 4—9)

Deoarece E_m este constant, din suma (XIV, 4—3) rezultă: $dE_\beta = -dE_\nu$ și se pune $dE_\beta = -dE_\nu = dE$. Eliminînd energia neutrinului E_ν din (XIV, 4—3), deoarece aceasta nu se poate măsura direct pe cale experimentală, se obține $E_\nu = E_m - E_e$. Cu ajutorul relațiilor (XIV, 4—7), în urma unor rearanjări, numărul de stări finale (XIV, 4—9) ia forma:

$$dn = \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6 \cdot c^4} E_\beta (E_m - E_\beta) \sqrt{\frac{E_\beta}{c^2} - m_e^2 c^2} \cdot \sqrt{\frac{(E_m - E_\beta)^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2} \cdot dE^2.$$

(XIV, 4—10)

Considerînd că masa neutrinului este foarte mică, termenul $m_\nu c^2$ se poate neglija, $m_\nu c^2 \simeq 0$ și densitatea de stări finale este dată de relația:

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{16\pi^2 \cdot V^2}{(2\pi\hbar)^6 \cdot c^4} E_\beta (E_m - E_\beta) \cdot \sqrt{\frac{E_\beta}{c^2} - m_e^2 c^2} \cdot \frac{E_m - E_\beta}{c}$$

(XIV, 4—11)

Introducînd notația: $\varepsilon = \frac{E_\beta}{m_e \cdot c^2}$ și $\varepsilon_m = \frac{E_m}{m_e \cdot c^2}$ în expresia (XIV, 4—11), probabilitatea de tranziție (XIV, 4—1) devine:

$$P(\varepsilon) \, d\varepsilon = \frac{m_e^5 c^4 \cdot V^2}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{if}|^2 \cdot \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 \cdot d\varepsilon$$

(XIV, 4—12)

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

care reprezintă funcția de distribuție a energiei particulelor beta emise în procesul de dezintegrare. Dacă se admite că elementul de matrice nu depinde de energie, ecuația (XIV, 4—12) se poate scrie:

$$P(\varepsilon) = C^2 \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 \qquad \text{(XIV, 4—13)}$$

unde constanta C^2 include pătratul modulului elementului de matrice și coeficienții constanți din fața acestuia. Expresia (XIV, 4—13) ia o formă modificată dacă se consideră că masa neutrinului este diferită de zero: $m_\nu \simeq m_e$ sau $m_\nu < m_e$. Din această cauză, forma curbei $P(\varepsilon) = f(\varepsilon)$ în vecinătatea energiei maxime este sensibilă la mărimea acceptată pentru m_ν și din analiza acesteia s-a putut evalua masa de repaus.

Considerațiile prezentate sînt valabile dacă se neglijează influența cîmpului coulombian din vecinătatea nucleului. În realitate, dacă energia particulelor beta este mai mică decît energia potențială a electronului în cîmpul coulombian al nucleului, această aproximație nu mai este valabilă. Se constată că emisia beta plus este frînată în comparație cu emisia beta minus, ca urmare a existenței unei bariere de potențial între pozitron și nucleul cu sarcină pozitivă (după emisie, la îndepărtarea de nucleu, electronul este decelerat, iar pozitronul este accelerat după ce a traversat bariera de potențial). Evaluarea cantitativă a influenței potențialului coulombian se face calculînd perturbația funcției de undă a electronului, după cum este prezentat schematic în figura XIV—10, în care se observă că distorsiunea funcției de undă este mare în apropierea nucleului. Probabilitatea de emisie a unui electron F_- sau a unui pozitron F_+ este dată de raportul:

$$F_- = \frac{|\Psi_{\beta-}(0)|^2}{|\Psi_0(0)|^2} \text{ pentru electron;}$$

$$F_+ = \frac{|\Psi_{\beta+}(0)|^2}{|\Psi_0(0)|^2} \text{ pentru pozitron.} \qquad \text{(XIV, 4—14)}$$

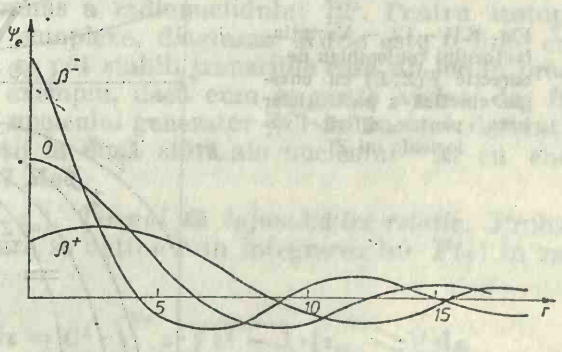


Fig. XIV— 10. — Funcția de undă a electronului și pozitronului la diferite distanțe de nucleu.

în care $\Psi_0(0)$ este funcția de undă pentru o particulă fără sarcină electrică, în apropierea nucleului. În aproximația nerelativistă, cînd $\alpha^2 \cdot Z^2 \ll 1$ și $v < c$, probabilitatea de tranziție este corectată cu un factor $F(Z, E)$,

dependent de numărul de protoni al nucleului și energia electronilor emiși, numit *factorul coulombian de corecție* sau *factorul Fermi*, care are forma[1]:

$$F(Z, E) = \frac{2\pi\eta}{1 + \exp(-2\pi\eta)} \qquad \text{(XIV, 4—15)}$$

unde:

$$\eta = \pm \frac{Z \cdot e^2}{\hbar \cdot v} \qquad \text{(XIV, 4—16)}$$

în care v este viteza electronului (pozitronului) iar Z sarcina nucleului. Pentru electroni, mărimea η este afectată cu semnul pozitiv, iar pentru pozitroni cu semnul negativ. Variația factorului coulombian de corecție $F(Z, E)$ cu sarcina nucleului Z și energia cinetică a particulelor emise E este redată în figura XIV—12. Se observă că efectul se manifestă la nu-

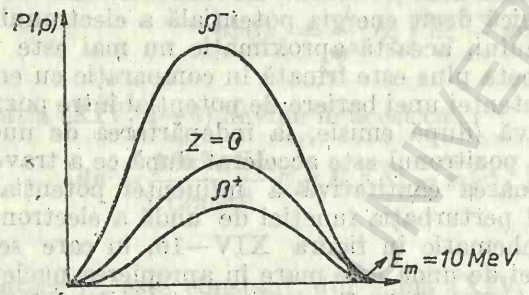


Fig. XIV—11. — Efectul factorului coulombian asupra spectrului beta.

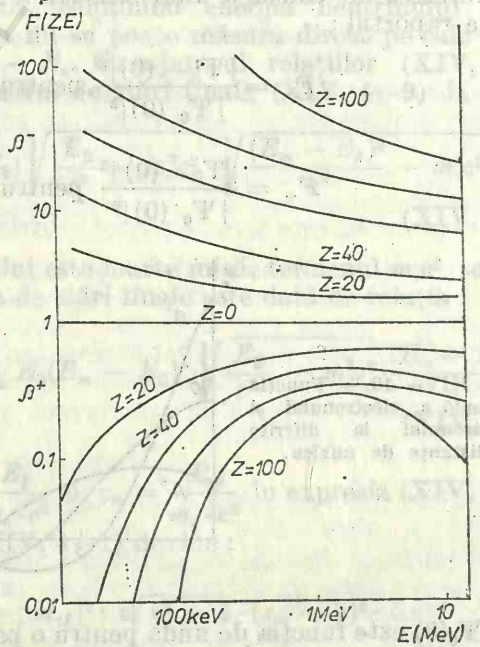


Fig. XIV—12. — Variația factorului coulombian de corecție $F(Z, E)$ cu energia cinetică a particulelor beta, pentru diferite valori ale lui Z.

[1] F. N. D. Kurie, J. Richardson, H. Paxton, *Phys. Rev.*, 49, 368 (1936).

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

cleele cu $Z > 20$ și este mai important în domeniul energiilor mici ale particulelor emise. Pentru $Z = 0$, $F(0, E) = 1$. Influența factorului coulombian asupra formei curbei de distribuție a impulsului p_e pentru dezintegrarea β^- sau β^+ a calciului ($Z = 20$) este reprezentată în figura XIV—11, din care rezultă că bariera coulombiană mărește probabilitatea de emisie $P(p)$ a radiațiilor β^- și reduce probabilitatea de emisie a radiațiilor β^+. Ecranarea cîmpului coulombian al nucleului de către învelișul de electroni al atomului, afectează într-o anumită măsură forma spectrului beta. În general, este mărită probabilitatea de emisie a pozitronilor și este redusă probabilitatea de emisie a electronilor.

Dacă în expresia probabilității de tranziție (XIV, 4—13) se introduce factorul coulombian de corecție $F(Z, E)$, se obține:

$$P(\varepsilon) = C^2 f(Z, E) \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 \qquad \text{(XIV, 4—17)}$$

din care rezultă:

$$\sqrt{\frac{P(\varepsilon)}{f(Z, E) \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}}} = C \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon) \qquad \text{(XIV, 4—18)}$$

Reprezentarea grafică a expresiei $\left[\frac{P(\varepsilon)}{f(Z, E) \cdot \varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^2}\right]^{1/2}$ în funcție de ε conduce la o linie dreaptă care intersectează abscisa în punctul $\varepsilon_m = \varepsilon$. Acest grafic este cunoscut sub denumirea de *diagrama Kurie*[1] sau *diagrama Fermi*. Rezultatele experimentale sînt în multe cazuri concordante cu prevederile teoretice, ceea ce dovedește valabilitatea relației (XIV, 4—17). Interpretarea acestor diagrame permite determinarea precisă a energiei maxime E_m a spectrului beta și face posibilă analiza acestora. Pentru izotopii care dau spectre simple, datorate unei tranziții unice, diagrama Kurie este rectilinie, ca de exemplu ^{3}H, ^{6}He, ^{64}Cu, ^{114}In ș.a. În cazul tritiului, aceasta prezintă o importanță deosebită, deoarece datorită valorii mici a energiei maxime ($E_m = 0{,}018$ MeV), forma spectrului trebuie să depindă în mod apreciabil de masa neutrinului. Din confruntarea cu datele experimentale, s-a obținut pentru masa neutrinului o valoare care dă $m_\nu \cdot c^2 \cong 100$ eV. În figura XIV—13 se prezintă diagrama Kurie pentru dezintegrarea beta minus a radionuclidului $^{32}_{15}$P. Pentru izotopii la care tranzițiile beta sînt complexe, diagrama Kurie este o linie curbă. Din prelucrarea acestora, se pot stabili tranzițiile care au loc în procesul de dezintegrare. Așa de exemplu, dacă cum se poate vedea din figura XIV—13*b*, dezintegrarea nucleului generator $^{38}_{17}$Cl la nucleul derivat $^{38}_{18}$Ar se realizează prin tranziții la două stări ale nucleului ^{38}Ar cu energia maximă $E_m = 1{,}11$ și $2{,}77$ MeV.

Funcția Fermi, $f(Z, \varepsilon_m)$. Timpul de înjumătățire relativ. Probabilitatea totală de dezintegrare se obține prin integrarea lui $P(\varepsilon)$ în raport cu ε, de la 1 la ε_m:

$$\lambda = \int_1^{\varepsilon_m} P(\varepsilon)\, d\varepsilon = C^2 \cdot \int_1^{\varepsilon_m} \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_m - \varepsilon)^2\, d\varepsilon \qquad \text{(XIV, 4—19)}$$

[1] F. N. D. Kurie.

sau:

$$\lambda = \frac{1}{t} = C^2 \cdot f(Z,\ \varepsilon_m) \qquad \text{(XIV, 4—20)}$$

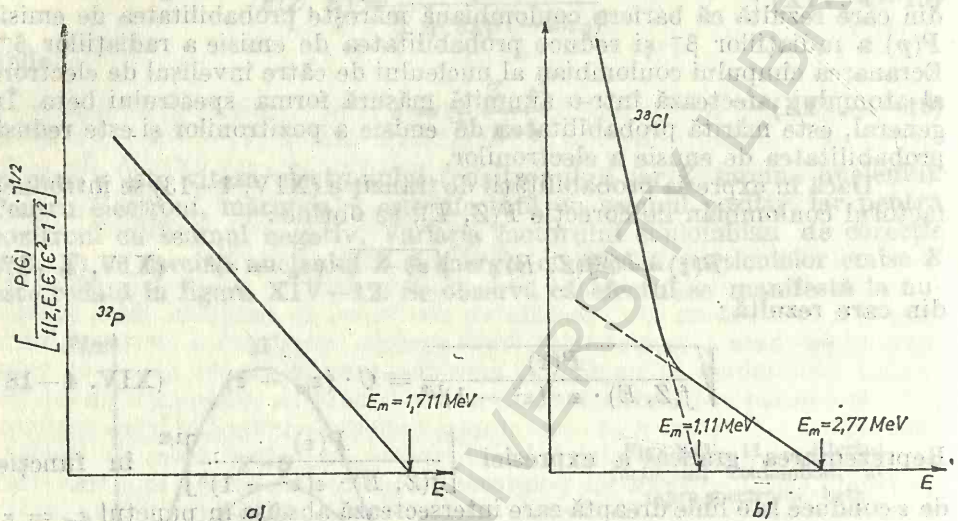


Fig. XIV—13. — Diagrama Kuric. *a)* $^{32}_{15}P \rightarrow {}^{32}_{16}S + \beta^-$; *b)* $^{38}_{17}Cl \rightarrow {}^{38}_{18}Ar + \beta^-$.

unde:

$$f(Z,\ \varepsilon_m) = \int_1^{\varepsilon_m} \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\,(\varepsilon_m - \varepsilon)\,d\varepsilon \qquad \text{(XIV, 4—21)}$$

este funcția Fermi. Din ecuația (XIV, 4—20) rezultă relația dintre funcția Fermi $f(Z,\ \varepsilon_m)$ și viața medie t:

$$f(Z,\ \varepsilon_m) \cdot t = C^{-2} = \frac{2\pi^3\hbar^7}{V^2 m_e^5 c^4} \cdot \frac{1}{|\ M_{if}\ |^2} = \frac{\text{const.}}{|\ M_{if}\ |^2} \qquad \text{(XIV, 4—22)}$$

sau, introducînd timpul de înjumătățire $t_{1/2}$:

$$f(Z,\ \varepsilon_m) t_{1/2} = 0{,}693\,\frac{\text{const.}}{|\ M_{if}\ |^2} \qquad \text{(XIV, 4—23)}$$

unde produsul $f(Z,\ \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ se numește timp de înjumătățire relativ. Variația funcției Fermi cu energia, pentru diferite valori ale lui Z, conform relației (XIV, 4—21) este arătată în figura XIV—14.

Din relația (XIV, 4—23) se observă că produsul $f(Z,\ \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ depinde de mărimea elementului de matrice M_{if}. Deoarece acesta exprimă caracteristicile tranzițiilor nucleare, mărimea $f(Z,\ \varepsilon_m)$ poate fi folosită pentru clasificarea spectrelor beta. Astfel, la nucleele pentru care valoarea lui $f(Z,\ \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ este de ordinul $10^3 \div 10^6$, tranzițiile beta sînt permise,

BCU STEFAN CEL MARE UNIVERSITY LIBRARY

iar la nucleele pentru care $f(Z, \varepsilon_m) > 10^6$, tranzițiile beta sînt interzise. Evaluarea elementului de matrice (XIV, 4—2) permite stabilirea unui criteriu cantitativ pentru clasificarea tranzițiilor.

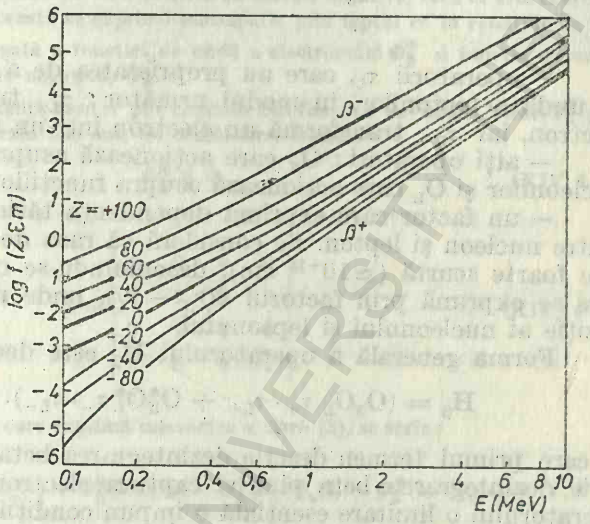


Fig. XIV—14. — Variația funcției $f(Z, \varepsilon_m)$ cu energia maximă a particulelor.

Elementele de matrice. Pentru evaluarea probabilității de dezintegrare beta este necesar să se calculeze elementul de matrice al interacției beta M_{if}, cu ajutorul teoriei cuantice a cîmpului electrono-neutrinic. Nucleonului i se atribuie o sarcină electrono-neutrinică g_F, care reprezintă intensitatea de interacție dintre cîmpul electrono-neutrinic și nucleon. În forma generală, elementul de matrice conține funcțiile de undă ale nucleonului în starea inițială și finală, Ψ_i, Ψ_f, funcțiile de undă ale leptonilor emiși (electron și neutrin) Φ_β, Φ_ν și operatorul H_β care descrie perturbația sub influența căreia se produce tranziția sistemului din starea inițială în starea finală :

$$M_{if} = g_F \int [\Psi_f^* \cdot \Phi_\beta \Phi_\nu] H_\beta \Psi_i \, d\tau \qquad \text{(XIV, 4—24)}$$

Produsul $[\Psi_f^* \cdot \Phi_\beta \Phi_\nu]$ reprezintă sistemul nuclear după dezintegrare, Ψ_i reprezintă sistemul înainte de dezintegrare, iar g_F [erg. cm^3.] este constanta de cuplare pentru interacția slabă (constanta Fermi).

Operatorul energiei de interacție H_β conține mai mulți factori:

— operatorii spinului izotopic τ_+ și τ_-, care acționează asupra funcțiilor de undă ale nucleonilor în modul următor:

$$\tau_+ \cdot \Psi_n = \Psi_p \qquad \text{(XIV, 4—25)}$$

$$\tau_- \cdot \Psi_p = \Psi_n \qquad \text{(XIV, 4—26)}$$

în care:

$$\tau_+ = \tau_1 + i\tau_2 = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad \tau_- = \tau_1 - i\tau_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}; \quad \tau_+^2 = \tau_-^2 = 0 \qquad \text{(XIV, 4—27)}$$

— operatorii τ_L, care au proprietatea de a acţiona asupra funcţiei de undă a leptonilor, în modul următor: τ_{L+} transformă un neutrin în electron, iar τ_{L-} transformă un electron într-un neutrin.

— alţi operatori: O_N care acţionează asupra funcţiilor de undă ale nucleonilor şi O_L care acţionează asupra funcţiilor de undă ale leptonilor.

— un factor care exprimă dependenţa tăriei interacţiei de distanţa dintre nucleon şi lepton. Se consideră că raza de acţiune a forţelor slabe este foarte scurtă ($\simeq 10^{-14}$ cm), desemnîndu-se ca interacţie de contact, care se exprimă prin factorul $\delta(r_N - r_L)$, unde r_N şi r_L sînt vectorii de poziţie ai nucleonului şi leptonului.

Forma generală a operatorului H_β este deci:

$$H_\beta = (O_N O_L \tau_+ \cdot \tau_{L+} + O_N^* O_L^* \tau_- \cdot \tau_{L-}) \cdot \delta(r_N - r_L) \quad \text{(XIV, 4—28)}$$

în care primul termen descrie dezintegrarea beta minus, iar al doilea descrie dezintegrarea beta plus şi captura electronică. În alegerea formei operatorului o limitare esenţială o impun condiţiile pe care acesta trebuie să le îndeplinească: să fie un operator hermitic linear [1], local şi invariant relativist [2]. Se consideră că leptonii şi nucleonii sînt descrişi de funcţiile de undă relativiste, adică funcţiile de undă Dirac cu patru componente. O astfel de expresie scalară se poate construi din componentele funcţiilor de undă ale leptonilor şi nucleonilor în diferite moduri. Se ştie că din componentele funcţiei de undă Dirac se pot forma cinci mărimi diferite, covariante faţă de transformările Lorenz: scalară, vectorială, tensorială, pseudovectorială şi pseudoscalară [3]. Pentru formarea lor se folosesc matricele lui Dirac care intră în sistemul de ecuaţii ale lui Dirac.

Forma bilineară covariantă [4] din cele patru componente ale funcţiilor de undă ale lui Dirac Φ_β şi Φ_ν, ($\Phi_\beta^* O_L \Phi_\nu$) se poate scrie matriceal în modul următor:

$$(\Phi_\beta O_L \Phi_\nu) = \begin{vmatrix} \Psi_\beta^*(1) & \Psi_\beta^*(2) & \Psi_\beta^*(3) & \Psi_\beta^*(4) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} O_{L\,11} & O_{L\,12} & O_{L\,13} & O_{L\,14} \\ O_{L\,21} & O_{L\,22} & O_{L\,23} & O_{L\,24} \\ O_{L\,31} & O_{L\,32} & O_{L\,33} & O_{L\,34} \\ O_{L\,41} & O_{L\,42} & O_{L\,43} & O_{L\,44} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \Psi_\nu(1) & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_\nu(2) & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_\nu(3) & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_\nu(4) & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad \text{(XIV, 4—29)}$$

---

[1] Expresia operatorului H_β depinde linear de funcţiile de undă ale electronului Φ_β şi neutrinului Φ_ν.

[2] Expresia operatorului H_β nu se schimbă la trecerea de la un sistem de coordonate K la altul K', care se mişcă faţă de primul rectiliniu şi uniform în conformitate cu cerinţele generale ale teoriei relativităţii.

[3] E. Konopinski, *Rev. Mod. Phys*, **15**, 209 (1943).

[4] Mărime covariantă este o expresie care se transformă la trecerea de la un sistem de coordonate la altul, în acelaşi fel ca şi coordonatele sau un produs al coordonatelor. Un exemplu de mărime covariantă este potenţialul vectorial cuadrudimensional al cîmpului electromagnetic.

Funcțiile Φ_β^* și Φ_ν, care au semnificația potențialului cîmpului electrono-neutrinic, se consideră dependente de coordonatele nucleonului, la fel cum potențialele cîmpului electromagnetic, care intră în expresia energiei de interacție a cîmpului electromagnetic cu particulele încărcate, depind de coordonatele acestora. Se admite că în procesul elementar are loc emisia unui electron de energie pozitivă și absorbția unui neutrin cu energie negativă, ceea ce este echivalent cu emisia unui antineutrin. Aceasta se exprimă matematic prin faptul că în ecuațiile de lucru intră mărimea complex conjugată a funcției de undă a electronului Φ_β^* și funcția de undă a neutrinului în stare de energie negativă, Φ_ν.

Cele cinci expresii covariante care se pot construi din funcțiile de undă Dirac Φ_β^* și Φ_ν, care satisfac condițiile enumerate mai sus, au următoarea formă :

— *Scalară* (S) : $$\Phi_\beta^* \beta \Phi_\nu \qquad \text{(XIV, 4—30)}$$

Folosind matricea β :

$$\beta = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \qquad \text{(XIV, 4—31)}$$

forma bilineară (XIV,4—30), care exprimă interacția scalară (*S*), se scrie :

$$\Phi_\beta^* \beta \Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1) \cdot \Phi_\nu(1) + \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(2) - \Phi_\beta^*(3) \cdot \Phi_\nu(3) - \Phi_\beta^*(4) \cdot \Phi_\nu(4) \qquad \text{(XIV, 4—32)}$$

— *Vectorială* (V) : $$(\Phi_\beta^* \alpha \Phi_\nu),\ (\Phi_\beta^* \Phi_\nu) \cdot \qquad \text{(XIV, 4—33)}$$

Un vector polar se poate construi din funcțiile Φ_β^* și Φ_ν cu ajutorul matricei α, cu componentele α_1, α_2, α_3 :

$$\alpha_1 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \alpha_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \alpha_3 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad \text{(XIV, 4—34)}$$

Cu aceste matrice se formează cele trei componente spațiale ale vectorului :

$$\Phi_\beta^* \alpha_1 \Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1) \cdot \Phi_\nu(4) + \Phi_\beta^*(2) \cdot \Phi_\nu(3) + \Phi_\beta^*(3) \cdot \Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(4)\Phi_\nu(1)$$

$$\Phi_\beta^* \alpha_2 \Phi_\nu = -\,i\,\Phi_\beta^*(1) \cdot \Phi_\nu(4) + i\,\Phi_\beta^*(2) \cdot \Phi_\nu(3) - i\Phi_\beta^*(3) \cdot \Phi_\nu(2) + i\Phi_\beta^*(4) \cdot \Phi_\nu(1)$$

$$\Phi_\beta^* \alpha_3 \Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1) \cdot \Phi_\nu(3) - \Phi_\beta^*(2) \cdot \Phi_\nu(4) + \Phi_\beta^*(3) \cdot \Phi_\nu(1) - \Phi_\beta^*(4) \cdot \Phi_\nu(2) \qquad \text{(XIV, 4—35)}$$

A patra componentă (temporală) se formează cu ajutorul matricei unitate **1** :

$$\Phi_\beta^* \mathbf{1} \Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1) \cdot \Phi_\nu(1) + \Phi_\beta^*(2) \cdot \Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(3) + \Phi_\beta^*(4) \cdot \Phi_\nu(4) \qquad \text{(XIV, 4—36)}$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Mărimile astfel construite, sînt componentele unui cuadruvector polar care exprimă interacţia vectorială (V).

— *Tensorială* (T): $(\Phi_\beta^* \beta\sigma\Phi_\nu)$, $(\Phi_\beta^* \beta\alpha\Phi_\nu)$ (XIV, 4—37)

Din componentele Φ_β^* şi Φ_ν se poate construi un tensor antisimetric, cu ajutorul următoarelor combinaţii ale matricelor α_1, α_2, α_3 şi β :

$$-i\beta\alpha_2\alpha_3,\ -i\beta\alpha_3\alpha_1, -i\beta\alpha_1\cdot\alpha_2,\ i\beta\alpha_1,\ i\beta\alpha_2,\ i\beta\alpha_3$$

Cu primele trei matrice se formează componentele spaţiale ale tensorului de ordinul doi :

$$-i\,\Phi_\beta^*\beta\alpha_2\alpha_3\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\cdot\Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(1) - \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(4) - \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(3) \equiv T_{23}$$

$$-i\,\Phi_\beta^*\beta\alpha_3\alpha_1\Phi_\nu = -i\,\Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(2) + i\,\Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(1) + i\,\Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(4) - i\,\Phi_\beta^*(4)\Phi_\nu(3) \equiv T_{31}$$

$$-i\,\Phi_\beta^*\beta\alpha_1\alpha_2\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\cdot\Phi_\nu(1) - \Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(2) - \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(3) + \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(4) \equiv T_{12}$$

(XIV, 4—38)

iar cu ultimele trei matrice se formează componentele temporale ale tensorului :

$$\Phi_\beta^*\, i\beta\alpha_1\Phi_\nu = i\Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(4) + i\Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(3) - i\Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(2) - i\Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(1) \equiv T_{14}$$

$$\Phi_\beta^* i\beta\alpha_2\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(4) - \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(3) - \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(1) \equiv T_{24}$$

$$\Phi_\beta^*\, i\beta\alpha_3\Phi_\nu = i\Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(3) - i\Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(4) + i\Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(2) - i\Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(1) \equiv T_{34}$$

(XIV,4—39)

Componenta T_{44} a interacţiei tensoriale se formează cu ajutorul matricei unitate :

$$\Phi_\beta^* 1\,\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(1) + \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(3)\cdot\Phi_\nu(3) + \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(4)$$

(XIV, 4—40)

Introducînd operatorul de spin σ cu ajutorul produsului vectorial $\sigma = -\frac{i}{2}(\alpha\times\alpha)$, cu componentele :

$$\sigma_1 = -i\alpha_2\alpha_3,\ \sigma_2 = -i\alpha_3\alpha_1,\quad \sigma_3 = -i\,\alpha_1\alpha_2 \qquad \text{(XIV, 4—41)}$$

care se exprimă cu ajutorul matricelor :

$$\sigma_1 = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{vmatrix},\quad \sigma_2 = \begin{vmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{vmatrix},\quad \sigma_3 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}$$

(XIV, 4—42)

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

interacția tensorială (T) se mai poate scrie :

$$\Phi_\beta^* \beta\sigma\Phi_\nu \equiv (\Phi_\beta^* \beta\sigma_1\Phi_\nu,\ \Phi_\beta^* \beta\sigma_2\Phi_\nu,\ \Phi_\beta^* \beta\sigma_3\Phi_\nu) \text{ și } \Phi_\beta \beta\alpha\Phi_\nu \qquad \text{(XIV, 4—43)}$$

— *Pseudovectorială* (A) $(\Phi_\beta^* \sigma\Phi_\nu),\ (\Phi_\beta^* \gamma_5\Phi_\nu)$ (XIV, 4—44)

O altă posibilitate este alegerea expresiei sub forma unui vector axial, care se poate construi cu ajutorul matricilor σ_1, σ_2, σ_3 și $\gamma_5 = -i\,\alpha_1\alpha_2\alpha_3$, unde :

$$\gamma_5 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad \text{(XIV, 4—45)}$$

Componentele pseudovectorului[1] (vectorului axial) se scriu astfel :

$$\Phi_\beta^* \sigma_1\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(1) + \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(4) + \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(3)$$

$$\Phi_\beta^* \sigma_2\Phi_\nu = -i\,\Phi_\beta^*(1)\cdot\Phi_\nu(2) + i\,\Phi_\beta^*(2)\cdot\Phi_\nu(1) - i\,\Phi_\beta^*(3)\cdot\Phi_\nu(4) + i\,\Phi_\beta^*(4)\Phi_\nu(3)$$

$$\Phi_\beta^* \sigma_3\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\cdot\Phi_\nu(1) - \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(2) + \Phi_\beta^*(3)\cdot\Phi_\nu(3) - \Phi_\beta^*(4)\Phi_\nu(4)$$

$$\Phi_\beta^* \gamma_5\Phi_\nu = \Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(3) + \Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(4) + \Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(1) + \Phi_\beta^*(4)\cdot\Phi_\nu(2)$$

(XIV, 4—46)

— *Pseudoscalară* (PS) $(\Phi_\beta^* \beta\gamma_5\Phi_\nu)$ (XIV, 4—47)

Folosind operatorul $\beta\,\alpha_1\alpha_2\alpha_3 \equiv i\beta\,\gamma_5$ se realizează interacția pseudoscalară de forma :

$$\Phi_\beta^* \beta\alpha_1\alpha_2\alpha_3\Phi_\nu = i\Phi_\beta^*(1)\Phi_\nu(3) + i\Phi_\beta^*(2)\Phi_\nu(4) - i\Phi_\beta^*(3)\Phi_\nu(1) - i\Phi_\beta^*(4)\Phi_\nu(2)$$

(XIV, 4—48)

Dacă funcțiile de undă ale nucleonilor se schimbă la o transformare a coordonatelor în același mod ca și funcțiile de undă ale leptonilor, pentru invarianța relativistă a operatorului H_β este necesar să fie îndeplinită condiția :

$$O_N = O_L \qquad \text{(XIV, 4—49)}$$

[1] Componentele unui pseudovector nu schimbă semnul la schimbarea semnului axelor de coordonate și ca urmare, direcția unui pseudovector își schimbă sensul la o reflexie a coordonatelor. De exemplu, produsul vectorial dintre doi vectori este un pseudovector. Un pseudoscalar este mărimea care schimbă semnul la oglindirea axelor de coordonate, în timp ce un scalar este un invariant pentru orice transformări ale coordonatelor. Produsul scalar dintre un pseudovector și un vector este un pseudoscalar.

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITARĂ

și elementele de matrice pentru cele cinci tipuri de interacție au următoarea formă :

1) *Interacția scalară* (S) :

$$M_{if}(\mathrm{S}) = g_{\mathrm{F}} \int (\Psi_f^* \beta \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \beta \Phi_\nu)\, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—50)}$$

2) *Interacția vectorială* (V) :

$$M_{if}(\mathrm{V}) = g_{\mathrm{F}} \int [(\Psi_f^* \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \Phi_\nu) - (\Psi_f^* \alpha \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta \alpha \Phi_\nu)]\, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—51)}$$

3) *Interacția tensorială* (T) :

$$M_{if}(\mathrm{T}) = g_{\mathrm{F}} \int [(\Psi_f^* \beta \sigma \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \beta \sigma \Phi_\nu) + (\Psi_f^* \beta \alpha \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \beta \alpha \Phi_\nu)]\, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—52)}$$

4) *Interacția pseudovectorială* (A) :

$$M_{if}(\mathrm{A}) = g_{\mathrm{F}} \int [(\Psi_f^* \sigma \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \sigma \Phi_\nu) - (\Psi_f^* \gamma_5 \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \gamma_5 \Phi_\nu)]\, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—53)}$$

5) *Interacția pseudoscalară* (PS) :

$$M_{if}(\mathrm{PS}) = g_{\mathrm{F}} \int (\Psi_f^* \beta \gamma_5 \tau_+ \Psi_i)(\Phi_\beta^* \beta \gamma_5 \Phi_\nu)\, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—54)}$$

Folosind diferite combinații lineare ale acestor tipuri de interacție, se poate caracteriza orice fel de interacție lineară în raport cu fiecare din funcțiile de undă ale nucleonilor Ψ_f, Ψ_i și ale leptonilor Φ_β și Φ_ν. Din interpretarea datelor experimentale se pot stabili formele reale de interacție care acționează în procesul de dezintegrare beta. Așa de exemplu, este bine stabilit că la energia de interacție contribuie în proporții egale interacția scalară și tensorială, iar interacția pseudoscalară are o mică participare.

Clasificarea tranzițiilor beta. Reguli de selecție. Analiza amănunțită a elementului de matrice M_{if} pe baza proprietăților de transformare relativistă a funcțiilor de undă ale leptonilor, permite clasificarea tranzițiilor beta și conduce la reguli de selecție similare cu acelea valabile pentru emisia radiației luminoase de către electronii din atom. Elementul de matrice depinde de variația spinului nuclear al sistemului în așa fel, încît în general sînt puțin probabile variații mari ale mărimii acestuia.

Tranziții permise și interzise. Considerațiile teoretice prezentate pînă acum, sînt valabile dacă se presupune că electronul și neutrinul sînt emiși în starea s, cu momentul unghiular nul, $L = 0$. Admițînd că electronul și neutrinul au momente unghiulare aproximativ egale, emisia acestora cu $L \neq 0$ este frînată de bariera unghiulară și ca urmare, probabilitatea de emisie este micșorată. Din teoria emisiei nucleonice [1], probabilitatea de emisie a unui nucleon cu momentul unghiular l, este dată de relația:

$$P_l = \exp\left[-2\sqrt{l(l+1)}\cdot\left(\log\frac{a+\sqrt{a^2-R_0^2}}{R_0} - \sqrt{\frac{1-R_0^2}{a^2}}\right)\right] \qquad \text{(XIV, 4—55)}$$

unde R_0 este raza nucleară și:

$$a^2 = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2ME} \qquad \text{(XIV, 4—56)}$$

În cazul $a \gg R_0$, pentru un electron cu energia de 1 MeV, din relația (XIV, 4—55) se obține $P_1 = 1/80$ pentru $l = 1$ și $P_2 = 1/8000$ pentru $l = 2$, sau dacă $E = 0{,}6$ MeV, se obține $P_1 = 1/230$ pentru $l = 1$ și $P_2 = 1/44\,000$ pentru $l = 2$. Tranzițiile în care electronul și neutrinul sînt emiși cu $L = 0$ se numesc tranziții permise, iar acelea în care sînt emiși cu $L \neq 0$ se numesc tranziții interzise de ordinul L. Pentru $L = 1$, se numesc tranziții interzise de ordinul unu, pentru $L = 2$, tranziții interzise de ordinul doi etc. Dacă, pentru simplitate, funcțiile de undă ale electronului și neutrinului care intră în structura elementului de matrice se consideră unde plane:

$$\Phi_\beta = A\exp\left(\frac{i}{\hbar}\cdot p_\beta\cdot r\right) \qquad \text{(XIV, 4—57)}$$

$$\Phi_\nu = B\exp\left(\frac{i}{\hbar}\cdot p_\nu\cdot r\right) \qquad \text{(XIV, 4—58)}$$

acestea pot fi dezvoltate în serie după puterile lui p și relația $\Phi_\beta^* O_L \Phi_\nu$ se poate scrie în forma:

$$\Phi_\beta^* O_L \Phi_\nu = AOB\left\{1 - \frac{i}{\hbar}(p_\beta + p_\nu)r - \frac{1}{2}\cdot\left[\frac{1}{\hbar}(p_\beta + p_\nu)r\right]^2 - \ldots\right\} \qquad \text{(XIV, 4—59)}$$

unde $O \equiv 1, \beta, \sigma, \alpha, \gamma_5$. În această dezvoltare după puterile lui $(p_\beta + p_\nu)\frac{r}{\hbar}$, termenii consecutivi nu descresc la fel de repede ca în dezvoltarea analoagă pentru emisia electromagnetică. Ordinul de mărime al sumei $|p_\beta + p_\nu|$

[1] B. Cohen, op. cit., p. 255.

este de cîteva ori mai mare decît $m \cdot c$ și valoarea lui r este comparabilă cu raza nucleului R. Din această cauză :

$$\frac{(p_\beta + p_\nu) \cdot r}{\hbar} \simeq \frac{1}{10}$$

După dezvoltarea (XIV, 4—59), elementul de matrice se poate pune sub forma unei serii :

$$M_{if} = M_{if}^{(0)} + M_{if}^{(1)} + M_{if}^{(2)} \ldots M_{if}^{(n)} \qquad \text{(XIV, 4—60)}$$

unde $M_{if}^{(n)}/M_{if}^{(n-1)}$ este de ordinul $\frac{(p_\beta + p_\nu)R}{\hbar}$, astfel că fiecare termen reprezintă, ca ordin de mărime, aproximativ 1/10 din cel precedent. În general, spectrele beta corespunzătoare tranzițiilor permise se deosebesc de cele corespunzătoare tranzițiilor interzise, deoarece factorul $\left[\frac{(p_\beta + p_\nu)R}{\hbar}\right]^2$ depinde de distribuția energiei între electron și neutrin. Dacă în dezvoltarea (XIV, 4—59) se consideră numai primul termen, elementul de matrice ia forma :

$$M_{if} = A^* O B \int \Psi_f^* \, \mathrm{O} \tau_0 \Psi_i \, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—61)}$$

Operatorul τ_0 acționează asupra coordonatei de sarcină a nucleonului. Tranzițiile pentru care elementul de matrice (XIV, 4—61) este diferit de zero se numesc tranziții permise. Prin urmare, în cazul unei dezintegrări beta permise, trebuie să fie diferite de zero următoarele elemente de matrice : $\int 1$, $\int \beta$, $\int \beta\sigma$, $\int \sigma$, $\int \beta\gamma_5$, unde simbolul $\int \mathrm{O}$ reprezintă $\int \Psi_f^* \mathrm{O} \tau_0 \Psi_i \cdot \mathrm{d}\tau$.

Dacă termenul al doilea din dezvoltarea (XIV, 4—59) este diferit de zero, se demonstrează că în cazul unei interacții vectoriale, tranzițiile sînt determinate de elementele de matrice de forma :

$$\int \Psi_f^* \frac{(p_\beta + p_\nu)r}{\hbar} \cdot \tau_0 \cdot \Psi_i \, \mathrm{d}\tau, \quad \int \Psi_f^* \alpha \tau_0 \Psi_i \, \mathrm{d}\tau \qquad \text{(XIV, 4—62)}$$

În valoare absolută, acestea sînt aproximativ de zece ori mai mici decît elementele de matrice ale tranzițiilor permise și se numesc tranziții interzise de ordinul unu. Deoarece probabilitatea de dezintegrare depinde de pătratul modulului elementului de matrice, rezultă că probabilitatea tranzițiilor interzise de ordinul unu este de 10^2 ori mai mică decît a tranzițiilor permise. Considerînd că la aceste tranziții participă interacțiile vectorială, tensorială și pseudovectorială, elementele de matrice sînt de două feluri : dependente de energie $\left(\int \Psi_f^* \frac{(p_\beta + p_\nu)r}{\hbar} \cdot \Psi_i \, \mathrm{d}\tau\right)$ și independente

de energie $\left(\int \Psi_f^* \alpha \Psi_i \, d\tau\right)$ sau $\left(\int \Psi_f^* \beta\gamma_5 \Psi_i \, d\tau\right)$. Dacă elementul de matrice depinde de energie, funcția de distribuție a electronilor după energie nu este identică pentru tranzițiile permise și interzise și de asemenea, diagrama Kurie nu va avea forma unei drepte, deoarece factorul C din relația (XIV, 4—19), care conține elementul de matrice, depinde de energie. În cazul elementelor de matrice $\int \alpha$ și $\int \beta\gamma_5$ independente de energie, forma spectrului beta pentru tranzițiile permise coincide cu forma spectrului beta pentru tranzițiile interzise. Din această cauză, analiza diagramelor Kurie nu permite stabilirea tipului de tranziție care are loc într-un proces de dezintegrare beta.

Regulile de selecție Fermi și Gamow-Teller. Luarea în considerare a variației spinului nucleonilor și leptonilor în procesul de dezintegrare beta, permite stabilirea unor reguli de selecție :

1) *Tranziția Fermi.* Dacă electronul și neutrinul sînt emiși în starea de singlet, cu spinii antiparaleli ($S = s_\beta + s_\nu = 0$), fără schimbarea orientării spinului nucleonului inițial și final, pentru conservarea spinului nuclear, trebuie îndeplinită condiția :

$$I_f = I_i + L \text{ tranziția Fermi} \qquad \text{(XIV, 4—63)}$$

unde I_f este spinul total al nucleului final, I_i spinul total al nucleului inițial, iar L momentul unghiular orbital transportat de perechea electron-neutrin. Pentru tranziția permisă, în care $L = 0$, regula de selecție Fermi este :

$$\Delta I = I_f - I_i = 0, \text{ „nu”} \quad \Delta\pi = \pi_f \cdot \pi_i = +1 \qquad \text{(XIV, 4—64)}$$

unde „nu” înseamnă că paritatea funcției de undă a stării inițiale nu diferă de paritatea celei finale. Pentru tranzițiile interzise de ordinul L, în care $L > 0$, regula de selecție Fermi este :

$$I_i - I_f \leqslant L \leqslant I_f + I_i, \ \Delta\pi = (-1)^L \qquad \text{(XIV, 4—65)}$$

Dacă au loc interacțiile scalară și vectorială, elementul de matrice este de forma : $\int \Psi_f^* O \tau_0 \Psi_i \, d\tau$, unde $O \equiv 1$ și β. Matricele 1 și β nu schimbă momentul cinetic al nucleonului și nici paritatea funcției de undă. Deci condiția necesară pentru ca elementul de matrice să fie diferit de zero este dată de (XIV, 4—64).

2) *Tranziția Gamow-Teller.* Dacă electronul și neutrinul sînt emiși în starea de triplet, cu spinii paraleli ($S = s_\beta + s_\nu = 1$), cu schimbarea

orientării spinului nucleonic, pentru conservarea spinului nuclear, trebuie îndeplinită condiția :

$$I_f = I_i + L + 1 \text{ tranziția Gamow-Teller} \quad \text{(XIV, 4—66)}$$

deoarece perechea de leptoni transportă un moment unghiular de spin egal cu o unitate, 1 $\hbar$. Pentru tranziția permisă, în care $L = 0$, *regula de selecție Gamow-Teller* este :

$$\Delta I = I_f - I_i = 0, \pm 1, \text{ „nu”} \quad \Delta\pi = \pi_f \cdot \pi_i = +1$$
$$\text{tranziția } 0 \to 0 \text{ interzisă} \quad \text{(XIV, 4—67)}$$

În elementul de matrice intră operatorul σ, care în cazul interacției tensoriale și pseudovectoriale conduce la regula de selecție (XIV, 4—67). Pentru tranziția Gamow-Teller interzisă de ordinul unu, regula de selecție are forma :

$$\Delta I = I_f - I_i = 0, \pm 1, \pm 2 \text{ „da”} \quad \Delta\pi = \pi_f \cdot \pi_i = -1 \quad \text{(XIV, 4—68)}$$

Regulile de selecție Fermi și Gamow-Teller pentru tranzițiile β permise și interzise sînt prezentate în tabloul XIV—3. Forma elementelor de ma-

TABLOUL XIV—3

Regulile de selecție pentru tranzițiile beta permise și interzise

Tipul de tranziție	L	Regula de selecție			
		Fermi		Gamow-Teller	
		ΔI	$\Delta\pi$	ΔI	$\Delta\pi$
permisă	0	0	„nu”	1	„nu”
interzisă de ordinul unu	1	1	„da”	0,1,2	„da”
interzisă de ordinul doi	2	2	„nu”	2,3	„nu”
interzisă de ordinul trei	3	3	„da”	3,4	„da”
interzisă de ordinul patru	4	4	„nu”	4,5	„nu”

trice pentru regulile de selecție în tranzițiile permise este indicată în tabloul XIV—4. În cazul unei interacții pseudoscalare, pentru ca elementul de matrice să fie diferit de zero, este necesar să nu existe o variație a spinului nuclear, deoarece operatorul γ_5 acționează asupra variabilei de spin. Paritatea funcției de undă trebuie însă să se schimbe, dat fiind că operatorul γ_5 își schimbă semnul la oglindire. Din această cauză, paritatea lui $\gamma_5 \Psi_i$ trebuie să fie contrară parității lui Ψ_f^*. De aici rezultă regula de selecție pentru tranziția permisă : $\Delta I = 0$, „da”.

Regulile de selecție pentru elementele de matrice ale tranzițiilor beta interzise[1] sînt mai complicate și nu se vor analiza.

[1] L. Groșev, I. Sapiro, „Spectroscopia nucleelor atomice”, traducere din limba rusă, Edit. tehnică, 1956, p. 393.

TABLOUL XIV—4

Regulile de selecție pentru tranzițiile beta permise

Forma interacției		Forma elementului de matrice	ΔI	$\Delta\pi$
Regula de selecție Fermi	scalară	$\int \beta$	0	„nu"
	vectorială	$\int 1$	0	„nu"
Regula de selecție Gamow-Teller	tensorială	$\int \beta\sigma$	$0, \pm 1$	„nu"
	pseudo-vectorială	$\int \sigma$	$0, \pm 1$	„nu"
pseudoscalară		$\int \beta\gamma_5$	0	„da"

Cîteva exemple de tranziție beta simple sînt date în tabloul XIV—5. O tranziție Fermi pură are loc în dezintegrarea:

$$^{14}_{8}O \rightarrow {}^{14}_{7}N + \beta^+ + \nu \qquad \text{(XIV, 4—69)}$$

TABLOUL XIV—5

Caracteristici nucleare ale unor dezintegrări beta

Nucleul generator	I_i	Nucleul derivat	I_f	$t_{1/2}$	E_m(MeV)	$\log f \cdot t$	Interacția
$^{1}_{0}n$	$1/2^+$	$^{1}_{1}p$	$1/2^+$	11,7 min	0,782	3,07	Gamow-Teller Fermi
$^{3}_{1}H$	$1/2^+$	$^{3}_{2}He$	$1/2^+$	12,4 a	0,0179	3,03	Gamow-Teller Fermi
$^{6}_{2}He$	0^+	$^{6}_{3}Li$	1^+	0,81 s	3,5	2,8	Gamow-Teller
$^{14}_{8}O$	0^+	$^{14}_{7}N$	0^+	71,1 s	1,811	3,48	Fermi
$^{34}_{17}Cl$	0^+	$^{34}_{16}S$	0^+	1,53 s	4,5	3,49	Fermi

pentru care elementul de matrice este $|M_F|^2 = 2$. O tranziție Gamow-Teller pură are loc în procesul:

$$^{6}_{2}He \rightarrow {}^{6}_{3}Li + \beta^- + \bar{\nu} \qquad \text{(XIV, 4—70)}$$

pentru care elementul de matrice este $|M_{GT}|^2 = 6$.
Analiza datelor pentru procesul (XIV, 4—70) demonstrează existența interacțiilor tensorială și pseudovectorială în procesul de dezintegrare

beta. De asemenea, analiza procesului de dezintegrare a nucleului radioactiv ^{14}C confirmă desfășurarea interacției scalare, vectoriale și pseudoscalare.

La unele procese, de exemplu dezintegrarea neutronului și a tritiului, se desfășoară simultan interacția Fermi și Gamow-Teller. În acest caz, elementul de matrice al tranziției mixte se compune din doi termeni:

$$|M_{if}|^2 = c_F^2 |M_F|^2 + c_{GT}^2 \cdot |M_{GI}|^2 \qquad \text{(XIV, 4—71)}$$

cu condiția: $c_F^2 + c_{GT}^2 = 1$.

Pentru clasificarea tranzițiilor beta se folosește cu succes produsul $f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ care, după cum se vede din relația (XIV, 4—23), este invers proporțional cu pătratul modulului elementului de matrice. Evaluarea acestuia se poate face calculînd funcția Fermi, $f(Z, \varepsilon_m)$, după ecuația (XIV, 4—21) și determinînd experimental timpul de înjumătățire $t_{1/2}$, valorile celorlalte constante fiind cunoscute cu suficientă precizie. Se observă că evaluarea elementului de matrice se poate face după mărimea lui $f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$, fără a cunoaște funcțiile de undă ale nucleonilor în nucleu. Cu cît este mai mic produsul $f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$, cu atît este mai apropiat de unitate elementul de matrice și astfel, valorile mici ale lui $f(Z, \varepsilon_m)$ corespund tranzițiilor permise, iar valorile mari ale lui $f(Z, \varepsilon_m)$ — pentru care elementul de matrice are valori mici — corespund tranzițiilor interzise. Deoarece valorile $f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ sînt mari ($10^3 \div 10^{23}$), în tabelele de clasificare a tranzițiilor beta se utilizează, de regulă, $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$, care ia valori cuprinse între ~ 3 și ~ 23. Pentru exemplificare, în tabloul XIV—6 se prezintă o clasificare a tranzițiilor beta după valorile lui $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$. Se observă că valorile cele mai mici sînt ~ 3, care caracterizează tranzițiile suprapermise. Pentru acestea, funcțiile de undă ale stării inițiale și finale sînt identice sau cel puțin foarte asemănătoare și elementul de matrice este apropiat de unitate. Astfel de tranziții au loc la nucleele oglindă. Valorile $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ pentru cîteva nuclee oglindă, la care se produce dezintegrarea beta plus, sînt indicate în tabloul XIV—7. Majoritatea izotopilor β-radioactivi dezintegrează printr-un proces de tranziție permisă, pentru care $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2} \simeq 4 \div 6$ și ca urmare, diagrama Kurie are forma unei drepte. În această grupă se găsește și izotopul ^{64}Cu, cu $\log f \cdot t_{1/2} = 5{,}3$ pentru procesul $^{64}_{29}Cu \rightarrow {}^{64}_{30}Zn + \beta^-$ și $\log f \cdot t_{1/2} = 4{,}9$ pentru procesul $^{64}_{29}Cu \rightarrow {}^{64}_{28}Ni + \beta^+$. Tranzițiile interzise de ordinul unu, cu $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2} \simeq 6 \div 9$ au loc în dezintegrarea beta a unui număr apreciabil de radionuclizi. Pentru aceștia, valorile timpilor de înjumătățire sînt mai mari decît acelea ale izotopilor din grupa precedentă. Așa de exemplu, pentru $^{89}_{38}Sr$, cu $\log f \cdot t_{1/2} = 8{,}6$, timpul de înjumătățire este $t_{1/2} = 4{,}6 \cdot 10^6$ s. Tranzițiile interzise de ordinul doi au $\log f \cdot t_{1/2} = 11 \div 14$ și timpul de înjumătățire al izotopilor din această grupă este, în mod corespunzător, mai mare. ^{137}Cs are $E_m = 1{,}17$ MeV, cu $\log f \cdot t_{1/2} = 12$, la care corespunde $t_{1/2} = 2{,}45 \cdot 10^8$ s. Din ultima grupă se menționează ^{115}In cu $\log f \cdot t_{1/2} \simeq 23$, care are un timp de înjumătățire foarte mare, $t_{1/2} = 2 \cdot 10^{22}$ s.

Constanta interacției slabe, g_F, s-a determinat din analiza tranzițiilor Fermi pure, la nucleele pentru care este bine cunoscută structura stărilor nucleare. În cazul unei tranziții Fermi permise elementul de matrice se simplifică dacă se consideră că funcțiile de undă ale electronului și neutri-

TABLOUL XIV–6

Clasificarea tranzițiilor beta după valorile $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$

Tranziția		$\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$	ΔI	$\Delta\pi$
Tranziții suprapermise				
$^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p$		3,07		
$^{3}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He$		3,03		
Tranziții permise				
$^{35}_{16}S_{19} \rightarrow {}^{35}_{17}Cl_{18}$	$d_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$	4,98	0,1	„nu"
$^{39}_{18}Ar \rightarrow {}^{39}_{19}K$	$f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$	5,10		
$^{111}_{50}Sn \rightarrow {}^{111}_{49}In$	$g_{7/2} \rightarrow g_{9/2}$	4,69		
$^{104}_{45}Rh \rightarrow {}^{104}_{46}Pd$		4,67		
$^{110}_{47}Ag \rightarrow {}^{110}_{48}Cd$		5,05		
Tranziții interzise de ordinul unu				
$^{85}_{36}Kr_{49} \rightarrow {}^{85}_{37}Rb_{48}$	$g_{3/2} \rightarrow f_{5/2}$	9,2		
$^{113}_{48}Cd_{65} \rightarrow {}^{113}_{49}In$	$h_{11/2} \rightarrow g_{9/2}$	8,75	1,2	„da"
$^{125}_{50}Sn \rightarrow {}^{125}_{51}Sb$	$h_{11/2} \rightarrow g_{7/2}$	8,88		
$^{133}_{53}I \rightarrow {}^{133}_{54}Xe$	$g_{7/2} \rightarrow h_{11/2}$	9,10		
$^{122}_{51}Sb \rightarrow {}^{122}_{52}Te$	$g_{7/2} \rightarrow h_{11/2}$	8,61		
Tranziții interzise de ordinul doi				
$^{93}_{40}Zr \rightarrow {}^{93}_{41}Nb$	$d_{5/2} \rightarrow g_{9/2}$	11,58		
$^{99}_{43}Tc \rightarrow {}^{99}_{44}Ru$	$g_{9/2} \rightarrow d_{5/2}$	12,27	2,3	„nu"
$^{129}_{53}I \rightarrow {}^{129}_{54}Xe$	$g_{7/2} \rightarrow d_{3/2}$	13,88		
$^{137}_{55}Cs \rightarrow {}^{137}_{56}Ba$	$g_{7/2} \rightarrow d_{3/2}$	11,99		
Tranziții interzise de ordinul trei				
$^{87}_{37}Rb \rightarrow {}^{87}_{38}Sr$		17,56	3,4	„da"
$^{115}_{49}In \rightarrow {}^{115}_{50}Sn$		23,02		

nului în interiorul nucleului, în punctul $r = 0$, sînt constante. Scriind:

$$\Phi_\beta(r) \simeq \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-ik_e r} \qquad \Phi_\nu(r) \simeq \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-ik_\nu r}$$

rezultă pentru $r = 0$:

$$\Phi_\beta(0) \cdot \Phi_\nu(0) \simeq \frac{1}{V} \qquad \text{(XIV, 4–72)}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

și elementul de matrice (XIV, 4—24) devine :

$$M_{if} = \frac{g_F}{V}\int \Psi_f^* \cdot \Psi_i \, d\tau. \qquad \text{(XIV, 4—73}$$

TABLOUL XIV—7

Proprietăți nucleare ale unor nuclee oglindă

Procesul	$t_{1/2}$ (s)	E_{max} (MeV)	$\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$
$^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B$	1,230	0,99	3,8
$^{19}_{10}Ne \rightarrow {}^{19}_{9}F$	20,3	2,18	3,4
$^{27}_{10}Si \rightarrow {}^{27}_{13}Al$	4,9	3,64	3,7
$^{35}_{18}Ar \rightarrow {}^{35}_{17}Cl$	1,88	4,4	3,7
$^{41}_{21}Sc \rightarrow {}^{41}_{20}Ca$	0,87	4,94	3,6

unde $\int \Psi_f^* \cdot \Psi_i d\tau$ este integrala de acoperire a funcțiilor de undă ale nucleonului în stare fundamentală și inițială. Cu această expresie, factorul constant din relația (XIV, 4—23) are următoarea formă :

$$\text{const.} = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g_F^2 \cdot m_e^5 \cdot c^4} \qquad \text{(XIV, 4—74)}$$

Determinarea precisă a constantei g_F s-a făcut din analiza procesului de dezintegrare beta (XIV, 4—69) a nucleului ^{14}O, care are loc printr-o tranziție Fermi pură, cu $|M_{if}|^2 = 2$, în care acoperirea funcțiilor de undă Ψ_f^* și Ψ_i este practic perfectă. Ținînd seamă de valoarea experimentală a mărimii $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$, se obține, după ecuația (XIV, 4—74), const. $\cong$ $\cong$ 7 000 s, de unde rezultă următoarea valoare pentru constanta de interacție slabă :

$$g_F = (1{,}418 \pm 0{,}004) \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3 \qquad \text{(XIV, 4—75)}$$

Din analiza tranziției Gamow-Teller pură (XIV, 4—70) și a unei tranziții mixte ($^1n \rightarrow {}^1p$, $^3H \rightarrow {}^3He$), s-a putut obține valoarea constantei de interacție Gamow-Teller, g_{GT}, din raportul :

$$g_F^2/g_{GT}^2 = 1{,}39 \pm 0{,}06 \qquad \text{(XIV, 4—76)}$$

La tranzițiile mixte s-a constatat că interacția Gamow-Teller are o contribuție de pînă ~60 %.

5. MODELUL STRATURILOR NUCLEONICE ŞI DEZINTEGRAREA BETA

S-a arătat că modelul straturilor nucleonice poate prevedea, în general, corect spinii şi parităţile nucleelor impare. Acest fapt este important pentru teoria dezintegrării beta, deoarece viaţa medie a izotopilor radioactivi depinde de spinii şi parităţile nucleului generator şi derivat prin intermediul regulilor de selecţie. Din această cauză, confruntarea previziunilor modelului cu datele experimentale referitoare la dezintegrarea beta este importantă atît pentru verificarea modelului straturilor nucleonice, cît şi pentru verificarea regulilor de selecţie din teoria dezintegrării beta. De asemenea, datele referitoare la dezintegrarea beta sînt importante pentru nucleele pare, care furnizează informaţii valoroase asupra modului de cuplaj al spinilor nucleonilor impari din nucleele impar-impare. Cercetările sistematice asupra tranziţiilor beta interpretate cu ajutorul modelului straturilor nucleonice [1] au demonstrat concordanţa satisfăcătoare, în anumite privinţe, dintre teoria dezintegrării beta şi modelul straturilor nucleonice. Analiza cîtorva nuclee cu A impar este edificatoare. Se consideră că la dezintegrarea beta participă numai nucleonul nepereche din stratul nucleonic exterior. În acest caz, în elementul de matrice este inclusă numai funcţia de undă a acestui nucleon, iar paritatea funcţiei de undă şi spinii stărilor iniţiale şi finale se pot determina cu ajutorul modelului uniparticulă. S-a constatat, de exemplu, că valorile experimentale ale produsului $\log f(Z, \varepsilon_m) \cdot t_{1/2}$ se pot clasifica după variaţiile de spin şi parităţe prevăzute de model, după cum s-a indicat în tabloul XIV—6 [2]. După cum se poate vedea din acest tablou, tranziţiile suprapermise au produsul $\log f \cdot t_{1/2} \simeq 3$. Acestea apar numai la nucleele uşoare, în condiţii bine determinate şi prezintă interes pentru studiul straturilor nucleonice, deoarece oferă informaţii asupra regulilor de cuplaj valabile pentru nucleele uşoare. Dezintegrarea beta plus a nucleului ^{11}C (tabloul XIV—7) constituie un astfel de exemplu: nucleul generator $^{11}_{6}C$, în starea fundamentală $I^{\pi} = 3/2^-$, se dezintegrează în nucleul derivat $^{11}_{5}B$, în starea fundamentală $I^{\pi} = 3/2^-$, ceea ce înseamnă că un proton din stratul $1p_{3/2}$ al nucleului ^{11}C se transformă prin procesul (XIV, 1—3) într-un neutron, plasat în stratul $1p_{3/2}$ al nucleului ^{11}B. În această tranziţie, funcţiile de undă ale nucleonului iniţial şi final sînt practic identice şi ca urmare, elementul de matrice este unitar. Pentru toate tranziţiile permise, care au $\log f \cdot t_{1/2} = 4 \div 6$, tranziţiile au loc în interiorul unui anumit strat nucleonic şi din această cauză, $\Delta l = 0$, iar variaţia spinului nuclear ΔI este 0 sau 1. Spre pildă, în dezintegrarea beta a radionuclidului $^{35}_{16}S_{19}$, al 19-lea neutron se găseşte în stratul III pe nivelul $1d_{3/2}$. După dezintegrare, al 17-lea proton din nucleul derivat $^{35}_{17}Cl_{18}$ se află tot în stratul III pe nivelul $1d_{3/2}$; deci $\Delta l = 0$ şi $\Delta I = 0$. Pentru această tranziţie permisă,

---

[1] E. Feenberg, K. Hammack, *Phys. Rev.*, 75, 1887 (1949). M. Mayer, L. Nordheim, S. Moszkowski, *Rev. Mod. Phys.*, 23, 315 (1951). A. Sanielevici, D. Bogdan, „Structura nucleului atomic şi tranziţiile radioactive", Edit. Academiei, Bucureşti, 1958, p. 186.

[2] E. Feenberg, „Shell Theory of the Nucleus", Princ. Univ. Press., 1955.

$\log f \cdot t_{1/2} = 4{,}98$. O tranziție permisă cu $\Delta l = 0$ și $\Delta I = 1$ este $^{75}_{32}Ge_{43} \rightarrow {}^{75}_{33}As_{42}$, în care al 43-lea neutron, din nucleul generator ^{75}Ge, aflat în stratul V pe nivelul $2p_{1/2}$, se transformă într-un proton, rezultînd nucleul derivat ^{75}As; cel de al 33-lea proton se găsește de asemenea în stratul V, dar pe nivelul $2p_{3/2}$. Pentru această tranziție, $\log f \cdot t_{1/2} = 4{,}72$.

În tranzițiile interzise nucleonii nepereche ai nucleelor în starea inițială și finală se află în straturi diferite. De exemplu, în dezintegrarea $^{85}_{36}Kr_{49} \rightarrow {}^{85}_{37}Rb_{48}$ se produce tranziția $1g_{9/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ cu $\Delta l = 1$ și $\Delta I = 2$. Pentru această tranziție interzisă de ordinul unu $\log f \cdot t_{1/2} = 9{,}2$. La fel, în dezintegrarea beta a nucleului $^{117}_{48}Cd$, pentru care $\log f \cdot t_{1/2} = 6{,}1$, tranziția este interzisă de ordinul unu, deoarece nucleonului nepereche îi corespund stările $3s_{1/2}$ și $2p_{1/2}$, care se referă la straturi diferite.

Din cei aproape 200 de nuclizi impari clasificați după valorile experimentale $\log f \cdot t_{1/2}$, numai 14 cazuri nu se încadrează în grupele prevăzute de modelul straturilor, deoarece valorile experimentale ale lui $t_{1/2}$ sînt prea mici sau prea mari.

Analiza dezintegrării nucleelor cu A par prezintă o importanță deosebită — mai ales pentru nucleele impar-impare — deoarece din confruntarea modelului straturilor nucleonice cu datele experimentale ale dezintegrării beta se pot obține informații asupra configurației nucleelor și ale regulilor de cuplaj. De exemplu, se pot trage concluzii importante asupra stării fundamentale a nucleului generator impar-impar, dacă se cunosc caracteristicile nivelelor excitate ale nucleului derivat par-par. Astfel, $^{48}_{21}Sc_{27}$ cu configurația nucleonică $(1f_{7/2})^1_p\,(1f_{7/2})^7_n$ și $^{48}_{23}V_{25}$ cu configurația nucleonică $(1f_{7/2})^3_p\,(1f_{7/2})^5_n$ se dezintegrează în nucleul $^{48}_{22}Ti_{26}$ cu configurația nucleonică $(1f_{7/2})^2_p\,(1f_{7/2})^6_n$ prin procesele: $^{48}_{21}Sc \rightarrow {}^{48}_{22}Ti + \beta^-$ și $^{48}_{23}V \rightarrow {}^{48}_{22}Ti + \beta^+$. Configurațiile stărilor fundamentale ale acestor trei nuclee, care au un număr par de nucleoni pe nivelul $1f_{7/2}$, trebuie să aibă paritatea pozitivă. Cu ajutorul metodei corelațiilor unghiulare s-a stabilit că primele două stări excitate ale nucleului derivat $^{48}_{22}Ti$ au $I = 2^+$ și $I = 4^+$. Cu aceste date, din analiza procesului de dezintegrare, s-a conchis că spinul stării fundamentale a nucleului $^{48}_{23}V$ este 4^+ sau 5^+, iar al nucleului $^{48}_{21}Sc$ este 6^+ sau 7^+. Interpretarea procesului de dezintegrare beta pentru nucleele cu A par este mai complicată. În aceste cazuri, nucleul generator trebuie să fie impar-impar, iar nucleul derivat par-par sau invers. În primul caz, în stratul exterior neutronic și protonic există cîte un singur nucleon nepereche și spinul total al nucleului este determinat de interacția lor. De regulă, se consideră că spinii protonilor și neutronilor care fac parte din grupe Schmidt diferite se scad, iar pentru aceleași grupe se adună, dînd uneori valori prea mari.

Cu toate că unele nuclee β-radioactive cu A par $^{14}_{6}C$, $^{32}_{15}P$, $^{40}_{19}K$, nu se încadrează în schema prezentată aici, clasificarea tranzițiilor beta în permise și interzise, după cum grupele nucleonice corespunzătoare stărilor inițială și finală se găsesc în același strat nucleonic sau în straturi diferite, s-a dovedit pe deplin justificată.

6. NECONSERVAREA PARITĂȚII ÎN DEZINTEGRAREA BETA

Pînă în anul 1954 se considera că legea conservării parității are un caracter universal, ceea ce înseamnă că există numai fenomene care nu diferă de reflectarea lor în oglindă [1]. Paritatea unei stări este un număr cuantic exact în procesele în care se manifestă interacțiile tari și electromagnetice. Acest fapt este confirmat, de exemplu, prin absența momentului electric nuclear de dipol la sistemele cuantice staționare.

În studiul proprietăților mezonilor K s-a constatat că în anumite procese de dezintegrare, aceștia se comportă ca o particulă pară, iar în altele, ca o particulă impară, ceea ce dovedește că legea conservării parității este violată. Deoarece constanta de interacție care caracterizează procesul de dezintegrare a mezonilor K este foarte apropiată de valoarea constantei ce caracterizează dezintegrarea beta, s-a emis ipoteza că în procesul de dezintegrare beta paritatea nu se conservă.

Dacă este respectată conservarea parității, hamiltonianul H_β al interacției beta este format dintr-o sumă de termeni, invarianți față de oglindirea spațială și de transformările Lorenz, corespunzătoare interacției scalară (S), vectorială (V), pseudovectorială (axialvectorială) (A) și pseudoscalară (PS):

$$H_\beta = c_S S + c_V V + c_T T + c_A A + c_{PS} PS \equiv$$

$$\equiv \sum_{i=1}^{5} c_i (\Phi_\beta^* O_{L_i} \Phi_\nu)(\Psi_f^* O_{N_i} \Psi_i) \qquad \text{(XIV, 6—1)}$$

Considerînd că paritatea nu se conservă, hamiltonianul (XIV, 6—1) trebuie să conțină încă cinci termeni care își schimbă semnul la oglindirea spațială:

$$H_\beta = \sum_{i=1}^{5} [c_i (\Phi_\beta^* O_{L_i} \Phi_\nu) + c_i' (\Phi_\beta^* O_{L_i} \gamma_5 \Phi_\nu)](\Psi_f^* O_{N_i} \Psi_i) \qquad \text{(XIV, 6—2)}$$

unde c_i și c_i' reprezintă constantele de cuplare în cazul în care se conservă paritatea și respectiv, cînd nu se conservă paritatea. Operatorul γ_5 exprimă elicitatea sau polarizarea longitudinară a leptonului și se definește prin relația:

$$\gamma_5 = \sigma \cdot \mathbf{p} \equiv \frac{\sigma \cdot \mathbf{p}}{|p|} \qquad \text{(XIV, 6—3)}$$

---

[1] În mod intuitiv, paritatea se prezintă ca echivalența fenomenelor fizice cînd se utilizează sistemele de coordonate dextrorsum și sinistrorsum. Conservarea parității rezultă din observarea simetriei la reflectarea în oglindă, după care imaginea în oglindă a unui experiment este de asemenea un experiment care se poate realiza în natură. Legile fizicii clasice sînt invariante în raport cu reflectarea în oglindă, ceea ce înseamnă că orice proces din natură care se desfășoară în conformitate cu legile clasice are o imagine în oglindă care de asemenea poate avea loc în natură.

Vectorii care sînt invarianți la reflectarea în oglindă, conservă paritatea. Astfel, vectorii viteză, impuls, forță, cîmp electric, dau o imagine normală în oglindă și se numesc *vectori polari*. Vectorii spin și cîmp magnetic sînt inversați prin reflectarea în oglindă, deoarece depind de regula burghiului pentru determinarea sensului lor și se numesc *vectori axiali* (pseudovectori).

unde σ este vectorul de spin și $\mathbf{p}$ este vectorul unitate în direcția impulsului. Pentru $\gamma_5 = \sigma \cdot \mathbf{p} = -1$, elicitatea este negativă (sistem sinistrorsum) și caracterizează neutrinul, iar pentru $\gamma_5 = \sigma \cdot \mathbf{p} = +1$, elicitatea este pozitivă (sistem dextrorsum) și caracterizează antineutrinul.

Mărimile din hamiltonianul (XIV, 6—2) care își schimbă semnul la oglindire trebuie să fie mărimi pseudoscalare [1], care se formează dintr-un vector și un pseudovector. Lee și Yang [2] au semnalat pentru prima dată că în procesele de interacție slabă, cum este dezintegrarea beta, paritatea nu se conservă și au sugerat tipul de experimente care permit măsurarea cantității pseudoscalare, formată din mărimi determinabile experimental care își schimbă semnul la operația de paritate și anume:

— măsurarea distribuției unghiulare a radiațiilor beta emise de nucleele polarizate, dat fiind că spinul nucleului σ_N (vector axial sau pseudovector) și impulsul electronilor emiși $\mathbf{p}_\beta$ (vector polar) formează mărimea pseudoscalară $\sigma_N \cdot \mathbf{p}_\beta$, care intră în hamiltonianul de interacție (XIV, 6—2);

— măsurarea distribuției unghiulare a radiației gamma polarizată circular, care este emisă în procesul de dezintegrare beta. În acest caz, spinul fotonului σ_γ și impulsul electronului $\mathbf{p}_\beta$ formează pseudosclarul $\sigma_\gamma \cdot \mathbf{p}_\beta$;

— măsurarea polarizării longitudinale a radiației beta (elicitatea radiației beta) care constă în determinarea numerelor $N_{\uparrow\uparrow}$ și $N_{\uparrow\downarrow}$ de electroni ai căror spini sînt paraleli sau antiparaleli cu impulsul $\mathbf{p}_\beta$. Mărimea pseudoscalară este în acest caz $\sigma_\beta \cdot \mathbf{p}_\beta$.

O prezentare succintă a primelor două metode este necesară, datorită importanței deosebite a acestora în stabilirea mecanismului dezintegrării beta.

Asimetria radiațiilor beta emise de nucleele polarizate. Prima confirmare experimentală a violării parității în dezintegrarea beta, sugerată de Lee și Yang, a fo stadusă de către Wu și colab. [3] care au constatat o asimetrie unghiulară considerabilă în distribuția unghiulară a radiațiilor beta emise de nucleele radioactive ^{60}Co aliniate [4]. Din valoarea negativă a coeficientului de anizotropie s-a stabilit că electronii sînt emiși preferențial

---

[1] Dacă paritatea se conservă, valoarea medie a pseudoscalarului $\sigma\mathbf{p}$ este zero: $\langle \sigma \cdot \mathbf{p} \rangle = 0$

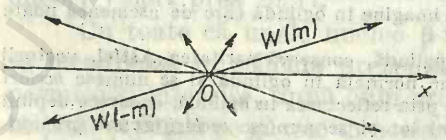
Punînd $\langle \sigma \cdot \mathbf{p} \rangle = \int \Psi^*(r)[\sigma(r) \cdot \mathbf{p}(r)]\,\Psi(r)\,d\tau$, la operațiunea $r \to -r$ se obține:

$$\langle \sigma \cdot \mathbf{p} \rangle = \int \Psi^*(-r)[\sigma(r) \cdot \mathbf{p}(-r)]\Psi(-r)\,d\tau = -\int \Psi^*(r)[\sigma(r) \cdot \mathbf{p}(r)]\Psi(r)\,d\tau = -\langle \sigma \cdot \mathbf{p} \rangle.$$

[2] Lee Tsung Dao, Yang Chen Ning, *Phys. Rev.*, **104**, 254 (1956).

[3] Wu Chien Shiung, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, R. Hudson, *Phys. Rev.*, **105**, 1413 (1957).

[4] Pentru definirea noțiunilor de polarizare, orientare și aliniere: W. Burcham, „Nuclea Physics. An Introduction", Longmans, 1965. Cap. 17. „Nuclear Orientation and Angular Correlation Experiments", p. 616. Un flux aliniat de particule față de o axă de referință *oz*, se realizează dacă $W(m) = W(-m)$, unde $W(m)$ este probabilitatea de orientare a unei particule, pentru o valoare dată a numărului cuantic m.



în sensul invers spinului nucleului. Izotopul radioactiv $^{60}_{27}Co$ emite electroni prin tranziția de tip Gamow-Teller : $^{60}Co\ (I^{\pi} = 5^{+}) \rightarrow {}^{60}Ni(I^{\pi} = 4^{+})$, „nu" ; schema de dezintegrare este prezentată în figura XIV—2. Principiul general al experienței constă în alinierea nucleelor beta-emițătoare de-a lungul unei axe și determinarea direcției în care electronii sînt emiși de-a lungul acestei axe.Proprietatea prin care nucleele atomice sînt orientate este momentul magnetic. Pentru aceasta, este necesar un cîmp magnetic care se aplică printr-o metodă elaborată de Rose și Gorter [1]. În scopul evitării depolarizării prin agitația termică, proba se răcește pînă la o temperatură foarte joasă, de aproximativ 0,01°K, prin metoda demagnetizării adiabatice a substanțelor paramagnetice, cu răcire prealabilă pînă la temperatura heliului lichid ($\sim$4,2°K). Măsurătorile intensității fluxului de electroni receptate de detector (plasat în poziție fixă) se efectuează pentru două sensuri opuse ale cîmpului magnetic H, realizate prin inversarea sensului curentului în solenoid, ceea ce reprezintă două sensuri opuse ale polarizării, așa cum se poate vedea din schema de principiu prezentată în figura XIV—15. Detectorul de electroni indică o intensitate mai mare a acestora cînd sînt emiși în direcție antiparalelă cu direcția spinului nuclear (fig. XIV—15*a*). Prin reflectarea în oglindă a acestui fenomen[2], vectorul impuls p_β nu schimbă sensul deoarece este un vector polar, dar este schimbat sensul vectorului spin nuclear **I**, care este un vector axial și ca urmare imaginea reflectată în oglindă diferă de imaginea reală și nu se întîlnește în natură (fig. XIV—16). Așa cum a arătat experiența,

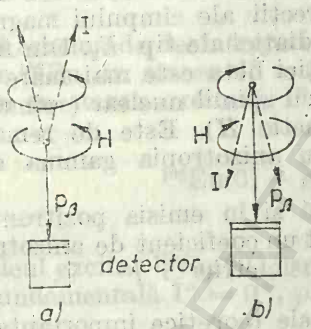


Fig. XIV—15. — Asimetria β în dezintegrarea nucleului ^{60}Co aliniat.

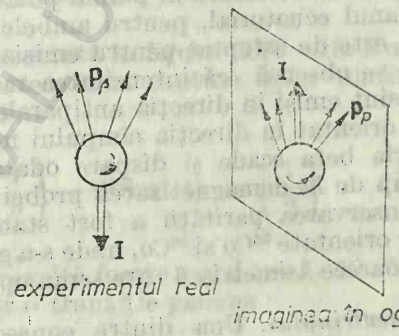


Fig. XIV—16. — Distribuția electronilor în dezintegrarea beta în raport cu spinul nuclear *I* și reflectarea în oglindă a fenomenului.

nu se produce emisia de electroni în direcție paralelă cu spinul nuclear (fig. XIV—15*b*). Acest rezultat demonstrează violarea parității în procesul de dezintegrare beta.

Distribuția electronilor emiși în raport cu direcția spinului nuclear, de forma generală :

$$f(\theta) = 1 + a \cdot \cos\,\theta \qquad \text{(XIV, 6—4)}$$

---

[1] M. Rose, *Phys. Rev.*, 75, 213 (1949) ; C. Gorter, *Physica*, 14, 504 (1948).

[2] Punerea în evidență a violării reflectării în oglindă este echivalentă cu violarea inversiunii spațiale.

unde θ este unghiul dintre vectorii $\mathbf{p}_\beta$ și $\mathbf{I}$, dovedește că mărimea pseudoscalară $\mathbf{p}_\beta \cdot \mathbf{I}$ este diferită de zero în dezintegrarea beta și constituie o altă formă de exprimare a neconservării parității.

Punerea în evidență și măsurarea alinierii nucleelor ^{60}Co, s-au efectuat prin măsurarea anizotropiei radiațiilor gamma [1] emise în urma tranziției beta, cu ajutorul a doi detectori de scintilație cu NaI (Tl) plasați într-un plan ecuatorial și polar. Rezultatele măsurătorilor experimentale sînt prezentate în figura XIV—17. Din figură se observă că intensitatea

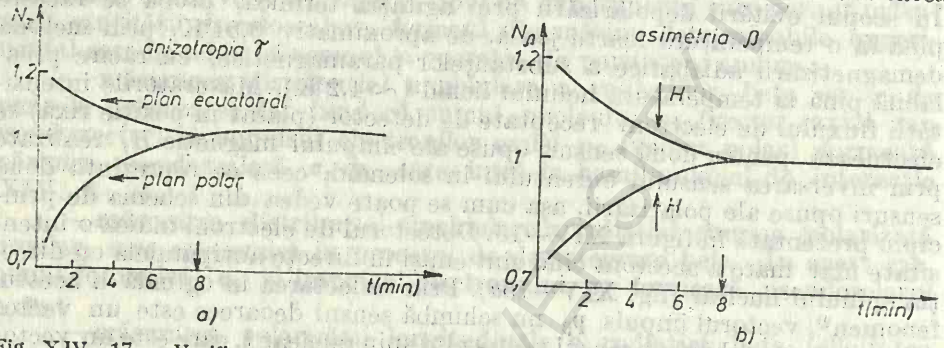


Fig. XIV—17. — Verificarea experimentală a neconservării parității în dezintegrarea beta *a*) anizotropia γ; *b*) asimetria β.

radiației gamma detectată în planul polar, este mai mică decît cea detectată în planul ecuatorial, pentru ambele direcții ale cîmpului magnetic, după cum este de așteptat pentru emisia radiației de tip E_2. Din figura XIV—17*b* se observă că intensitatea radiației beta este mai mare cînd electronii sînt emiși în direcția antiparalelă cu spinul nuclear (spinul nuclear este orientat în direcția cîmpului magnetic H). Este de remarcat că asimetria beta scade și dispare odată cu anizotropia gamma după același timp de la demagnetizarea probei.

Neconservarea parității a fost stabilită și în emisia pozitronică [2] a nucleelor orientate ^{58}Co și ^{56}Co, unde s-a găsit un coeficient de anizotropie pozitiv, deoarece asimetria β^+ are semn opus asimetriei β^-.

Elicitatea neutrinului. Una dintre consecințele teoretice importante ale violării conservării parității în interacțiile slabe este existența unei elicități bine determinate a neutrinului, care a rezultat din observarea anizotropiei în emisia radiațiilor beta de către nucleele aliniate de ^{60}Co. Totodată, a reieșit că o condiție necesară este existența unei corelații între direcțiile de mișcare ale celor doi leptoni.

Este bine stabilit că neutrinul are elicitate negativă, -1 (vectorii σ_ν și $\mathbf{p}_\nu$ sînt antiparaleli) iar antineutrinul are elicitate pozitivă, $+1$ (vectorii $\sigma_{\bar\nu}$ și $\mathbf{p}_{\bar\nu}$ sînt paraleli). Prin reflectarea în oglindă se poate trans-

[1] Probabilitatea de emisie a radiației gamma de către nucleul radioactiv depinde de unghiul dintre axa spinului nuclear și direcția de emisie. În condiții obișnuite, emisia totală de radiație este izotropă deoarece spinii nucleari nu au o orientare preferențială în spațiu. Dacă spinii nucleari sînt orientați în spațiu, emisia de radiații gamma este anizotropă.

[2] H. Postma și colab., *Physica*, **23**, 2596 (1957); **24**, 157 (1958); E. Ambler și colab., *Phys. Rev.*, **106**, 3611 (1958).

forma neutrinul în antineutrin, deoarece oglinda inversează numai direcţia impulsului p. Fotonii pot exista însă, în ambele stări de elicitate — pozitivă şi negativă — şi se pot obţine în stare de polarizare circulară stînga şi dreapta.

Măsurarea experimentală directă a elicităţii neutrinului a fost efectuată de Goldhaber [1] printr-o metodă complexă, atît prin concepţie teo-

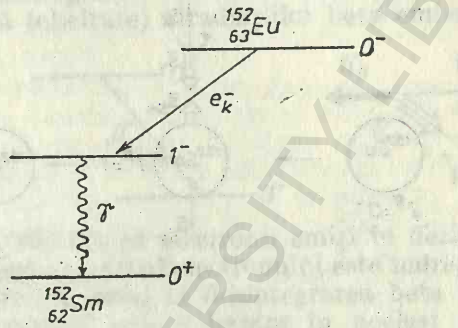


Fig. XIV — 18. — Schema de dezintegrare prin captură K a nucleului ^{152}Eu

etică, cît şi prin realizarea tehnică. Pentru studii s-a utilizat nucleul adioactiv ^{152}Eu, care se dezintegrează prin procesul de captură electronică u emisia unui neutrin de 890 keV(tranziţie de tip Gamow-Teller) :

$$^{152}_{63}\mathrm{Eu} + e_K^- \rightarrow {}^{152}_{62}\mathrm{Sm}^* + \nu \ (890\,\mathrm{keV}) \qquad (\mathrm{XIV},6-5)$$

după schema de dezintegrare prezentată în figura XIV—18. Nucleul generator ^{152}Eu, în starea $I^\pi = 0^-$, trece prin captură K în nucleul derivat ^{152}Sm în starea excitată $I^\pi = 1^-$:

$$^{152}\mathrm{Eu}(0) + e_K^- \left(\frac{1}{2}\right) \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}^*(1) + \nu\left(\frac{1}{2}\right) \qquad (\mathrm{XIV},6-6)$$

Nucleul excitat ^{152}Sm* (1) se dezexcită foarte rapid ($\sim 7 \cdot 10^{-14}$s) în starea sa fundamentală $I^\pi = 0^+$, printr-o tranziţie gamma :

$$^{152}\mathrm{Sm}^*(1) \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}(0) + \gamma(1) \qquad (\mathrm{XIV},6-7)$$

cu energia de 961 keV.

Determinarea experimentală a elicităţii neutrinului cuprinde două etape : măsurarea direcţiei de mişcare a neutrinului şi măsurarea direcţiei spinului acestuia. Pentru o scurtă prezentare a principiului acestor două măsurători, să analizăm fenomenele care au loc în captura K la nucleul ^{152}Eu, reprezentată prin procesele (XIV, 6—6) şi (XIV, 6—7), cu ajutorul schemei redate în figura XIV—19. Prin captura electronului la nucleul ^{152}Eu(0) este emis un neutrin, iar nucleul derivat ^{152}Sm* (1) capătă un

[1] M. Goldhaber, L. Grodzins, A. Sunyar, *Phys. Rev.*, 109, 1015 (1968) ; „Alpha, Beta and Gamma — Ray Spectroscopy", Ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1965, vol. 2, cap. XXIV E : „Helicity of the neutrino".

recul, al cărui impuls p_{Sm} este îndreptat în direcție opusă impulsului neutrinului, conform legii conservării impulsului. Deoarece spinul electronului capturat are direcția „↑", din legea conservării momentului unghiular de spin, rezultă că spinul neutrinului s_ν trebuie să fie îndreptat în direcție opusă spinului s_{Sm} al nucleului de recul Sm* (1), așa cum se vede în etapa *B* din secvența prezentată în figura XIV—19. În această situație, elici-

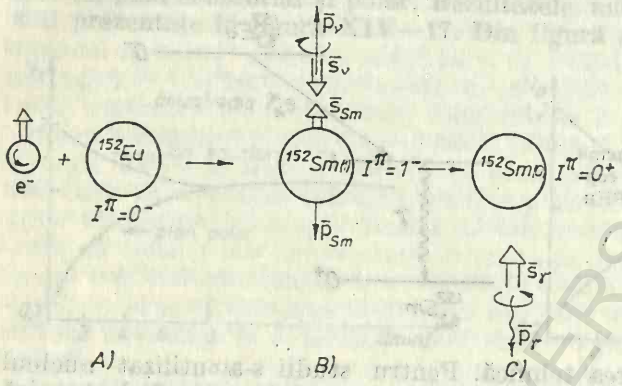


Fig. XIV—19. — Secvența evenimentelor care conduc la emisia radiației γ polarizată circular de către nucleul excitat $^{152}Sm^*$ (1).

tatea nucleului de recul este egală cu elicitatea neutrinului și determinarea experimentală [1] a elicității nucleului de recul, constituie o măsură a elicității neutrinului. Nucleul de recul în stare excitată Sm*(1) se dezexcită într-un timp foarte scurt ($\sim 7 \cdot 10^{-14}$ s) prin procesul (XIV, 6—7) cu emisia unei cuante γ care preia momentul unghiular de o unitate, $1\hbar$. Datorită acestui timp foarte scurt, polarizarea nucleului de recul Sm* (1) se menține pînă în momentul emisiei radiației γ, care are loc în direcție opusă direcției de emisie a neutrinului, după cum se vede în etapa *C* din secvența redată în figura XIV—19. În acest caz, elicitatea radiației γ este egală cu elicitatea neutrinului și ca urmare, determinarea elicității neutrinului rezultă din măsurarea polarizării circulare a radiației γ [2] emisă în direcție opusă neutrinului. Determinarea direcției de mișcare a neutrinului se poate face dintr-un studiu al împrăștierii de rezonanță a radiațiilor γ, emise în procesul (XIV, 6—7), de către o țintă formată din Sm_2O_3: $Sm(0) + \gamma \rightarrow Sm(1) \rightarrow Sm(0) + \gamma$. Dacă energia neutrinului este egală cu energia radiației γ, condiția de rezonanță este îndeplinită numai pentru fotonii γ care sînt emiși în direcție opusă neutrinului. Deci, elicitatea neutrinului se poate determina din măsurarea polarizării circulare a radiației γ care a fost supusă împrăștierii de rezonanță. Astfel, s-a stabilit că neutrinul are o elicitate negativă, de burghiu sting [3]. La o concluzie similară a condus și cercetarea dezintegrării pozitronice a nucleului ^{35}Ar.

---

[1] H. Frauenfelder și colab., *Phys. Rev.*, **110**, 45 (1958).

[2] R. Steffen, H. Frauenfelder, „Polarization of Radiation Following β-Decay", în „Alpha, Beta and Gamma — Ray Spectroscopy", Ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1965, vol. 2, cap. XXIV G.

[3] În teoria convențională a neutrinului funcția de undă Dirac a neutrinului conține patru componente : două pentru stările de energie pozitivă cu polarizare stînga și dreapta pentru neutrin și două pentru stările de energie negativă cu polarizare stînga sau dreapta pentru antineutrin. În realitate, pentru nesatisfacerea conservării parității, ecuația lui Dirac pentru leptoni

Elicitatea definită a neutrinului implică de asemenea ca o condiție necesară masa de repaus egală cu zero a acestuia și prin urmare, viteza sa este apropiată de viteza luminii.

Elicitatea negativă a neutrinului și cea pozitivă a antineutrinului, demonstrează că în tranziția Gamow-Teller, rolul principal îl are interacția pseudovectorială, iar în tranziția Fermi interacția vectorială.

Neconservarea parității în dezintegrarea beta este confirmată și de studiile de polarizare longitudinară (elicitate) a radiațiilor beta emise de

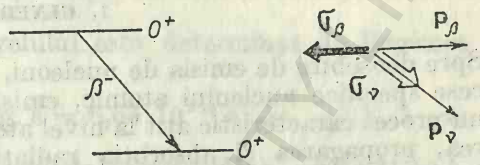


Fig. XIV—20. — Impulsul și elicitatea electronului și antineutrinului emise într-o tranziție Fermi ipotetică $0^+ \rightarrow 0^+$.

nucleele nepolarizate [1]. Astfel s-a stabilit că electronii emiși în dezintegrarea beta minus au elicitate negativă (spinul electronului este îndreptat în sens opus impulsului) iar pozitronii emiși în dezintegrarea beta plus au elicitate pozitivă (spinul pozitronului este îndreptat în același sens cu impulsul). Pentru exemplificare, în figura XIV—20 se prezintă elicitățile electronului și antineutrinului emiși într-o tranziție ipotetică Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$. Din studiul corelației $\beta - \nu$ se pot obține indicații asupra unui anumit tip de interacție în procesul de dezintegrare beta.

---

cu masa de repaus nulă, posedă două soluții linear independente : una de energie pozitivă, asociată neutrinului cu elicitate -1 și una de energie negativă, asociată antineutrinului cu elicitate $+1$. Funcția de undă a neutrinului Φ_ν poate fi pusă sub forma unei sume de doi termeni : $\Phi_\nu = \Phi_{dr.} + \Phi_{stg.}$, unde $\Phi_{dr.}$ corespunde elicității pozitive și $\Phi_{stg.}$ elicității negative. Separarea acestor două funcții se face cu ajutorul operatorilor de proiecție $a = \pm \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$:

$$\Phi_{dr.} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\,\Phi_\nu \qquad (A)$$

$$\Phi_{stg.} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\,\Phi_\nu \qquad (B)$$

Dacă în ecuația (XIV, 6—1) funcția de undă a neutrinului Φ_ν se înlocuiește cu expresia (B) se obține interacția corespunzătoare emiterii unui neutrin de elicitate negativă în dezintegrarea beta. Această teorie — elaborată de Lee-Yang, Landau și Salam — este cunoscută sub denumirea de teoria neutrinului cu două componente.

[1] H. Frauenfelder și colab., *Phys. Rev.*, **106**, 386 (1957).
H. Frauenfelder, R. Steffen, „The Helicity of β— Particles", în : „Alpha, Beta and Gamma — Ray Spectroscopy", Ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965, vol. 2, cap. XXIV F.

Capitolul XV

RADIAȚIA GAMMA

1. GENERALITĂȚI

Spre deosebire de emisia de nucleoni, particule alfa și beta, care sînt procese specifice nucleului atomic, emisia de radiații electromagnetice este un proces caracteristic atît la nivel atomic, cît și la nivel nuclear. Producerea, propagarea și absorbția radiațiilor electromagnetice sînt procese fundamentale în fizica atomică și nucleară, care se pot trata cu ajutorul teoriei clasice și cuantice a cîmpului.

Emisia spontană de radiații gamma are loc prin dezexcitarea nucleelor excitate — rezultate din dezintegrarea alfa, beta sau în urma unei reacții nucleare — la un nivel inferior de excitare sau un nivel fundamental. În general, tratarea teoretică nu consideră cauzele care au condus la excitarea nucleului. După cum se observă din schema prezentată în figura XV—1, în tranziția gamma este implicat numai nucleul derivat și deci în urma acestui proces nu se schimbă locul în diagrama $A - Z$. Radiația gamma emisă prezintă un spectru discret de energii, ceea ce dovedește existența nivelelor discrete de energie nucleară. Energia lor este cuprinsă în domeniul keV — MeV și este dată de relația:

$$E_\gamma = (E_i - E_f) - \varepsilon_r = E_0 - \varepsilon_r \qquad (XV, 1-1)$$

unde E_i și E_f reprezintă energia stării inițiale și finale a nucleului, iar ε_r este energia de recul, pe care o primește nucleul de masă M:

$$\varepsilon_r = \frac{E_0^2}{2M \cdot c^2} \qquad (XV,1-2)$$

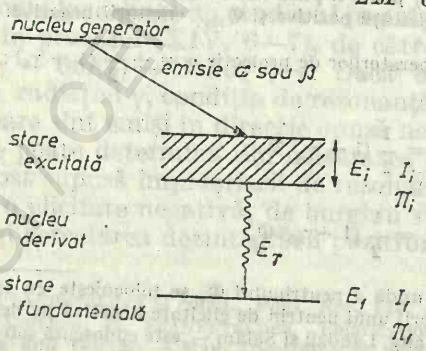


Fig. XV—1. — Emisia radiației gamma într-un proces de dezintegrare radioactivă.

Energia de recul este de ordinul a cîtorva eV și de aceea este neglijabilă. Influența sa se manifestă însă în procesul de împrăștiere de rezonanță. În general, radiațiile gamma care însoțesc dezintegrarea alfa au energia de

pînă la 0,5 MeV, iar cele care însoțesc dezintegrarea beta au energia de cel mult 2,5 MeV. Lungimea de undă a radiației gamma :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = 12{,}39 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{1}{E(\text{MeV})} \text{ (cm)} \qquad \text{(XV,1—3)}$$

este mai mare cu două sau trei ordine de mărime decît raza nucleară $R \sim (10^{-13}\text{cm})\ \lambda \gg R$ și constituie o condiție importantă în calculul probabilității de tranziție gamma.

Timpul de dezexcitare τ al nivelului este determinat de lărgimea liniei spectrale Γ prin relația :

$$\tau_{1/2}\Gamma = \hbar = 1{,}04 \cdot 10^{-27} \text{ erg. s} = 6{,}65 \cdot 10^{-16} \text{ eV.s} \qquad \text{(XV, 1—4)}$$

care este o expresie a cunoscutei relații de incertitudine : $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$. Dacă se admite pentru Γ o valoare de $\sim 0{,}1$ eV, din relația (XV, 1—4), $t_{1/2} \cdot \Gamma = 4{,}5 \cdot 10^{-16}$ eV.s, rezultă un timp de înjumătățire pentru emisia de radiații gamma de aproximativ 10^{-15} s. În cazul unei tranziții beta, emisia de radiații gamma are loc practic în același timp cu emisia de radiații beta prin care nucleul generator trece în nucleul derivat în stare excitată. De exemplu, se obișnuiește a se vorbi despre radiația γ a izotopului radioactiv ^{60}Co, deși în realitate, așa cum se poate vedea din figura XIV—2, radiația beta este emisă prin trecerea nucleului radioactiv ^{60}Co, cu $t_{1/2} = 5{,}3$ a, în nucleul stabil în stare excitată ^{60}Ni*. Acesta se dezexcită prin emisia a două cuante gamma : una, cu energia de 1,325 MeV, care rezultă prin tranziția de pe primul nivel de excitare pe nivelul fundamental și alta, cu energia de 1,180 MeV, care rezultă prin tranziția din al doilea nivel pe primul nivel de excitare.

La unele nuclee, cu anumite particularități structurale, emisia de radiații gamma este mult întîrziată, timpul de înjumătățire prelungindu-se pînă la $10^{-10} - 10^{10}$ s. Acest fenomen este cunoscut ca *izomeria nucleară*.

Pentru măsurarea energiei radiațiilor gamma pînă la 1 MeV se poate folosi metoda difracției în cristale, care are mare precizie, dar peste această valoare măsurătorile sînt îngreunate datorită valorilor prea mici ale lungimii de undă (la 1 MeV, $\lambda \sim 0{,}01$ Å). Mult utilizate sînt metodele bazate pe interacția radiațiilor gamma cu substanța, prin procesele fotoelectric, Compton sau generare de pereche electron-pozitron. Așa de exemplu, la interacția prin împrăștierea Compton se poate determina energia radiațiilor din măsurarea energiei electronilor Compton prin tehnica spectrometriei beta sau a absorbției în aluminiu.

2. PROBABILITATEA DE TRANZIȚIE GAMMA

Teoria emisiei radiației gamma s-a elaborat pe fundamentul teoriei radiației multipolare din electrodinamica clasică și cuantică, pentru emisia și absorbția fotonului [1]. Cu ajutorul acestei teorii, s-a stabilit o relație

[1] A. Ahiezer, V. Berestețki, „Electrodinamica cuantică", Edit. tehnică, 1958, p. 265.

generală pentru probabilitatea de tranziție radiativă prin dezvoltarea în serie după cîmpurile diferiților multipoli, a expresiei cîmpului electromagnetic al unui sistem de sarcini. Procedeul este cunoscut ca metoda Franz-Weisskopf [1]. În prima etapă a teoriei se obține expresia probabilității de emisie a radiației gamma în funcție de o oarecare distribuție a densității de sarcină ρ, densității de curent $\mathbf{j}$ și densității de magnetizare $\mathbf{m}$, fără a introduce anumite presupuneri cu privire la structura nucleului. Pentru a obține valori numerice ale probabilităților de tranziție care să concorde cu măsurătorile experimentale, în a doua etapă, mărimile ρ, $\mathbf{j}$ și $\mathbf{m}$ trebuie explicitate prin adoptarea unui model de structură a nucleului, de exemplu modelul straturilor nucleonice sau modelul colectiv.

Probabilitatea emisiei radiației gamma este dependentă de proprietățile nivelelor nucleare care participă la procesul de tranziție, ca: mărimea energiei nivelelor, spinul și paritatea. Acestea determină caracterul multipolar electric sau magnetic al radiației și energia acesteia, $h\nu = E_\gamma$.

Metoda Franz-Weisskopf [2] este valabilă pentru cîmpuri care variază periodic în timp și presupune următoarea dependență temporală a cîmpului electric $\mathbf{E}(r, t)$ și a cîmpului magnetic $\mathbf{H}(r, t)$:

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}(r)\, e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^*(r)\, e^{i\omega t} \qquad (XV, 2-1)$$

$$\mathbf{H}(r, t) = \mathbf{H}(r)\, e^{-i\omega t} + \mathbf{H}^*(r)\, e^{i\omega t} \qquad (XV, 2-2)$$

unde $\omega = 2\pi\nu$ este frecvența radiației emise. Cele două cîmpuri sînt corelate între ele prin ecuația lui Maxwell:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}(r) = -i\frac{\omega}{c}\mathbf{E}(r) \qquad (XV, 2-3)$$

Considerațiile teoretice arată că radiațiile gamma se pot clasifica în două grupe: radiațiile de tip electric, E, care rezultă din oscilațiile distribuției de sarcină a protonilor $\rho(r)$ în nucleu și radiațiile de tip magnetic, M, care rezultă din oscilațiile densității de curent $j(r)$ determinate de mișcarea orbitală și de spin a protonilor în nucleu. Mai departe, aceste două tipuri de radiație se clasifică după ordinul de multipol, 2^l, sau multipolaritate, în funcție de valoarea momentului l transportat de fotonul emis. După aceste două criterii de clasificare, radiația de tip electric și magnetic se notează $E(l)$ și respectiv $M(l)$, unde $l = 1, 2, 3, \ldots$

Expresiile cîmpului electric și magnetic se dezvoltă după funcțiile sferice vectoriale $\mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi)$, în forma următoare:

— pentru radiația multipolară de tip electric, de ordinul l, m, în punctul $r = r, \theta, \varphi$:

$$E_E(l, m) = i\frac{c}{\omega} \operatorname{rot} \frac{u_l(r) \cdot c}{\omega \cdot r} \mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad (XV, 2-4)$$

$$H_E(l, m) = \frac{u_l(r)\, c}{\omega \cdot r} \mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad (XV, 2-5)$$

---

[1] W. Franz, *Zeit. f. Phys.*, **127**, 363 (1950).

[2] V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **83**, 1073 (1951); J. Blatt, V. Weisskopf, „Theoretical Nuclear Physics", Wiley, 1952, Cap. XII și Apendice II.

— pentru radiația multipolară de tip magnetic, de ordinul l, m, în punctul $r = r, \theta, \varphi$:

$$E_M(l, m) = \frac{u_l(r)\, c}{\omega\, r} \mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad (XV, 2-6)$$

$$H_M(l, m) = -\mathrm{i}\frac{c}{\omega} \mathrm{rot} \frac{u_l(r) c}{\omega r} \mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad (XV, 2-7)$$

unde funcțiile sferice vectoriale $\mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi)$ sînt corelate cu funcțiile sferice (scalare) $Y_{l,m}$ prin relația :

$$\mathbf{X}_{l,m}(\theta, \varphi) = \frac{L \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi)}{\sqrt{l(l+1)}} \quad L = -\mathrm{i}\, r \times \nabla \qquad (XV, 2-8)$$

și $u_l(r)$ este soluția asimptotică, pentru $r \to \infty$, a ecuației radiale și are forma :

$$u_l(r) \simeq \frac{c}{\omega} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(\frac{\omega}{c} r - l\frac{\pi}{2}\right)} \qquad (XV, 2-9)$$

Din condiția :

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_M(l, m) = \mathbf{r} \cdot \mathbf{H}_E(l, m) = 0 \qquad (XV, 2-10)$$

rezultă că $E(r)$, cîmpul de multipoli electrici, are componenta radială a cîmpului electric E_E diferită de zero iar $H(r)$, cîmpul de multipoli magnetici, are componenta radială a cîmpului magnetic H_M diferită de zero.

Cîmpul electric și magnetic se caracterizează printr-o paritate determinată. De pildă, ecuația undelor pentru $\mathbf{H}(r)$ nu se schimbă la schimbarea semnului coordonatelor, ceea ce înseamnă că $\mathbf{H}(r)$ poate fi descompus în două unde distincte, una pară și alta impară, fiecare în parte fiind o soluție a ecuației undelor : pentru unda pară $\mathbf{H}(-r) = \mathbf{H}(r)$, iar pentru unda impară $\mathbf{H}(-r) = -\mathbf{H}(r)$. Paritatea cîmpului magnetic $\mathbf{H}(r)$ determină paritatea cîmpului electric $\mathbf{E}(r)$ prin intermediul ecuației lui Maxwell (XV, 2—3). De aici rezultă că pentru un $\mathbf{H}(r)$ par, corespunde un $\mathbf{E}(r)$ impar și invers. Valorile lui l și m, care caracterizează funcțiile sferice vectoriale, au un rol important în studiul radiației electromagnetice deoarece determină ordinul ei de multipol. După paritatea cîmpurilor electric și magnetic, radiația multipolară se împarte în două grupe :

— *radiația multipolară de tip electric*, pentru care cîmpul electric E_E are paritatea $(-1)^{l+1}$, iar cîmpul magnetic H_E are paritatea $(-1)^l$.

— *radiația multipolară de tip magnetic*, pentru care cîmpul electric E_M are paritatea $(-1)^l$, iar cîmpul magnetic H_M are paritatea $(-1)^{l+1}$. Această clasificare a radiației după paritate, permite determinarea variației în funcție de unghiuri a cîmpurilor fiecărui tip de radiație. Într-adevăr, datorită parității diferite a funcțiilor sferice vectoriale nu toți termenii din dezvoltarea cîmpurilor după funcțiile sferice vectoriale au aceeași paritate.

BCU UNIVERSITY LIBRARY

În final, cîmpul electric $\mathbf{E}(r)$ și cîmpul magnetic $\mathbf{H}(r)$, care formează un sistem complet de funcții, au următoarea formă generală, pentru dezvoltarea în serie după cîmpul de multipoli:

$$\mathbf{E}(r) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} [a_E(l, m) \cdot E_E(l, m) + a_M(l, m) \cdot E_M(l, m)] \quad \text{(XV, 2—11)}$$

$$\mathbf{H}(r) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} [a_E(l, m) \cdot H_E(l, m) + a_M(l, m) \cdot H_M(l, m)] \quad \text{(XV, 2—12)}$$

unde coeficienții $a_E(l, m)$ și $a_M(l, m)$ sînt determinați de izvorul radiant și reprezintă amplitudinea cîmpului de radiații. Amplitudinea radiației electrice este dată de formula:

$$a_E(l, m) = -\frac{4\pi}{(2l + 1)!!} \sqrt{\frac{l+1}{l}} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{l+2} \cdot Q_{l,m} \quad \text{(XV, 2—13)}$$

unde $Q_{l,m}$ este momentul electric de multipol de ordinul l, m, care pentru $\lambda \gg R$, are forma:

$$Q_{l,m} = \int r^l \cdot Y^*_{l,m}(\theta, \varphi) \cdot \rho(r)\, \mathrm{d}\tau \quad \text{(XV, 2—14)}$$

și în mod corespunzător, amplitudinea radiației magnetice este:

$$a_M(l, m) = \frac{4\pi}{(2l+1)!!} \sqrt{\frac{l+1}{l}} \cdot \left(\frac{\omega}{c}\right)^{l+2} \cdot \mathcal{M}_{l,m} \quad \text{(XV, 2—15)}$$

unde $\mathcal{M}_{l,m}$ este momentul magnetic de multipol:

$$\mathcal{M}_{l,m} = -\int r^l \cdot Y^*_{l,m}(\theta, \varphi) \frac{\mathrm{div}(\mathbf{r} \times \mathbf{j})}{c(l+1)} \mathrm{d}\tau \quad \text{(XV, 2—16)}$$

În relațiile (XV, 2—13) și (XV, 2—15), $(2l + 1)!!$ este dublu factorial: $1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \ldots (2l + 1)$.

Cu ajutorul ecuațiilor (XV, 2—11) și (XV, 2—12) se poate calcula intensitatea de energie electromagnetică, deoarece aceasta este egală cu produsul dintre intensitatea cîmpului electric și a cîmpului magnetic. Puterea totală radiată, $\mathfrak{P}$, este dată de produsul dintre modulul vectorului Poynting $|\mathbf{S}|$ (care măsoară intensitatea fluxului de radiații electromagnetice) și elementul de suprafață $R^2 \mathrm{d}\Omega$ tăiat de unghiul solid $\mathrm{d}\Omega$ pe o sferă de rază R ce înconjură nucleul radiant:

$$\mathfrak{P} = \int |\mathbf{S}| \cdot R^2 \, \mathrm{d}\Omega \quad \text{(XV, 2—17)}$$

în care:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4} \mathbf{E}(r) \times \mathbf{H}(r) \quad \text{(XV, 2—18)}$$

Dacă $\lambda \gg R$ în aproximația lungimii de undă mari, probabilitatea de emisie a radiației gamma de tip electric și magnetic $\lambda_E(l, m)$ și $\lambda_M(l, m)$, care exprimă numărul de cuante emise în unitatea de timp, este dată de raportul dintre puterea emisă $\mathfrak{P}$ și energia unui foton, $E_\gamma = \hbar\omega$:

$$\lambda_E(l, m) = \frac{\mathfrak{P}_E(l, m)}{\hbar \cdot \omega} = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar \cdot c}\right)^{2l+1} \mathcal{T}_E(l, m) \ (\mathrm{s}^{-1}) \qquad (\mathrm{XV}, 2-19)$$

$$\lambda_M(l, m) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar \cdot c}\right)^{2l+1} \mathcal{T}_M(l, m) \ (\mathrm{s}^{-1}) \qquad (\mathrm{XV}, 2-20)$$

unde $\mathcal{T}_E(l, m)$ și $\mathcal{T}_M(l, m)$ sînt probabilitățile reduse de tranziție care depind de expresiile multipolilor electrici, respectiv magnetici, după relația :

$$\mathcal{T}_E(l, m) = \sum_m \{|Q_{l,m}|^2 + |Q'_{l,m}|^2\} \qquad (\mathrm{XV}, 2-21)$$

$$\mathcal{T}_M(l, m) = \sum_m \{|\mathcal{M}_{l,m}|^2 + |\mathcal{M}'_{l,m}|^2\} \qquad (\mathrm{XV}, 2-22)$$

unde $Q'_{l,m}$ și $\mathcal{M}'_{l,m}$ sînt expresii similare cu $Q_{l,m}$ și $\mathcal{M}_{l,m}$, care provin din radiația magnetizării variabile în timp.

Reguli de selecție în emisia radiației gamma. Procesul de tranziție gamma are loc cu satisfacerea legilor de conservare a spinului nuclear și a parității.

Conservarea spinului nuclear. Dacă radiația gamma este emisă în urma tranziției unui nucleu din starea inițială cu spinul nuclear I_i în starea finală cu spinul nuclear I_f, momentul orbital l transportat de aceasta, este determinat de relația :

$$I_i - I_f \leqslant l \leqslant I_i + I_f \qquad (\mathrm{XV}, 2-23)$$

sau :

$$m_i - m_f = m \qquad (\mathrm{XV}, 2-23')$$

unde m_i și m_f sînt proiecțiile vectorilor $\mathbf{I}_i$ și $\mathbf{I}_f$ pe axa *oz*.

Deoarece multipolul de ordinul $l = 0$ nu radiază, tranzițiile $0 \to 0$, pentru care $I_i = I_f = 0$, sînt interzise.

Dacă spinul nuclear al nucleului generator este egal cu cel al nucleului derivat, nu are loc emisie de radiații gamma. Un astfel de exemplu îl oferă nucleele oglindă, la care dezintegrarea beta nu este însoțită de emisia de radiații gamma.

Pentru exemplificare, să considerăm o tranziție pentru care $I_i = 4$ și $I_f = 1$. Conform relației de conservare (XV, 2—23), rezultă că l poate lua valorile 3, 4 și 5 și ca urmare s-ar putea emite radiațiile de tip electric $E(3)$, $E(4)$, $E(5)$ și radiațiile de tip magnetic $M(3)$, $M(4)$, $M(5)$. În realitate, nu se emit toate aceste radiații electromagnetice, deoarece intervin restricții impuse de conservarea parității.

Conservarea parității. Probabilitatea de tranziție $\lambda_{i\to f}$ este proporțională cu elementul de matrice :

$$\int \Psi_f(\mathbf{j}\,\mathfrak{A})\,\Psi_i\,d\tau \qquad \text{(XV, 2—24)}$$

unde $\mathbf{j}$ este operatorul densitate de curent iar $\mathfrak{A}$ potențialul vector al radiației gamma emise. Potențialul vector $\mathfrak{A}$ are paritatea identică cu a cîmpului electric $\mathbf{E}$, iar $\mathbf{j}$, care este un vector polar, are paritatea —1. Paritatea produsului $\mathbf{j}\,\mathfrak{A}$ este deci contrară parității cîmpului electric, adică aceeași cu paritatea cîmpului magnetic. Elementul de matrice (XV, 2—24) este egal cu zero — și ca urmare, tranziția este interzisă — dacă funcția de sub semnul integrală este impară. De aici rezultă regulile de selecție datorate parității funcției de undă. După cum s-a arătat, cîmpul magnetic are paritatea $(-1)^l$ pentru radiația de tip electric și $(-1)^{l+1}$ pentru radiația de tip magnetic. Cu aceasta, regulile de selecție datorate parității funcției de undă se formulează în modul următor :

— probabilitatea de tranziție $\lambda_{i\to f}$ este diferită de zero și tranziția are loc cu emisie de radiație de tip electric, dacă paritatea funcției de undă nu se schimbă cînd l este par, sau dacă paritatea funcției de undă se schimbă cînd l este impar.

— probabilitatea de tranziție $\lambda_{i\to f}$ este diferită de zero și tranziția are loc cu emisie de radiație de tip magnetic, dacă paritatea funcției de undă se schimbă cînd l este par, sau dacă paritatea funcției de undă nu se schimbă cînd l este impar.

Dacă π_i și π_f sînt parităile stării inițiale și finale a nucleului, atunci regula de selecție se scrie sub forma :

$$\Delta\pi = \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^l \text{ pentru radiația de tip electric } E(l) \qquad \text{(XV, 2—25)}$$

$$\Delta\pi = \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{l+1} \text{ pentru radiația de tip magnetic } M(l) \qquad \text{(XV, 2—26)}$$

unde $\Delta\pi$ este variația parității. Valorile ordinului minim de multipol pentru fiecare tip de radiație, conform relațiilor (XV, 2—25) și (XV, 2—26), sînt indicate în tabloul XV—1. În exemplul ales mai sus, dacă paritatea celor două nivele nucleare se schimbă în urma tranziției $I_i(4) \to I_f(1)$, se

TABLOUL XV—1

Ordinul minim de multipol pentru radiațiile de tip electric și magnetic

$\Delta I = \lvert I_i - I_f \rvert$					
$\Delta\pi = -1$	E (1)	M (2)	E (3)	M (4)	E (5)
$\Delta\pi = +1$	M (1)	E (2)	M (3)	E (4)	M(5)

emit radiațiile $E(3)$, $E(5)$ și M (4).

Expresiile (XV, 2—19) și (XV, 2—20) pentru probabilitățile de tranziție $\lambda_E(l, m)$ și $\lambda_M(l, m)$ au fost deduse fără a face vreo ipoteză asupra structurii izvorului radiant. Presupunerile adoptate [1] în această privință, determină numai forma probabilităților reduse de tranziție $\mathcal{T}_E(l, m)$ și $\mathcal{T}_M(l, m)$ fără a afecta cu nimic restul expresiilor (XV, 2—19) și (XV, 2—20).

Dacă se consideră modelul straturilor nucleonice, se presupune că radiația gamma este emisă în urma tranziției anumitor nucleoni individuali între diferite nivele nucleare. În tratarea cuantică, expresiile clasice ale ecuațiilor multipolilor electrici și magnetici din relațiile (XV, 2—19) și (XV, 2—20), care conțin probabilitățile reduse de tranziție, devin elemente de matrice ale operatorilor multipolari electrici și magnetici ai tranzițiilor nucleare. Probabilitățile reduse de tranziție au acum forma generală:

$$\mathcal{T}_E(l, m) = \sum_{m_i} \sum_{m_f} \sum_{m} | <f| Q_{l,m} |i> + <f| Q'_{l,m} | i>|^2 \quad \text{(XV, 2—27)}$$

$$\mathcal{T}_M(l, m) = \sum_{m_i} \sum_{m_f} \sum_{m} | <f| \mathcal{M}_{l,m} |i> + <f| \mathcal{M}'_{l,m} | i>|^2 \quad \text{(XV, 2—28)}$$

În cazul unui proton cu sarcina e și masa M_p, se utilizează pentru $\mathbf{j}$ și ρ următoarele expresii cuantice:

$$\mathbf{j}_{f,i}(r) = \frac{e}{2M_p} [\Psi_f^* (\mathbf{L} \cdot \Psi_i) + (\mathbf{L}\, \Psi_f^*) \Psi_i] \quad \text{(XV, 2—29)}$$

$$\rho_{f,i}(r) = e \cdot \Psi_f^* \cdot \Psi_i \quad \text{(XV, 2—30)}$$

unde Ψ_i și Ψ_f reprezintă starea inițială și respectiv finală a protonului. Spinul nucleonului produce o magnetizare $m_{f,i}(r)$ care este de forma:

$$\mathbf{m}_{f,i}(r) = \frac{e\hbar}{2M_p c} \cdot \mu(\Psi_f^* \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \Psi_i) \quad \text{(XV, 2—31)}$$

unde μ este momentul magnetic al nucleonului, iar $\boldsymbol{\sigma}$ operatorul de spin, care are drept componente cele trei matrice ale lui Pauli σ_x, σ_y, σ_z. Introducînd relațiile (XV, 2—29) — (XV, 2—31) în expresiile momentelor $Q_{l,m}$, $Q'_{l,m}$ și $\mathcal{M}_{l,m}$, $\mathcal{M}'_{l,m}$, se obțin elementele de matrice ale multipolilor electrici și magnetici pentru sistemul de nucleoni care constituie nucleul, la tranziția din starea Ψ_i în starea Ψ_f:

$$\langle f| Q_{l,m} |i\rangle = e \sum_{k=1}^{A} \Psi_f^* r_k^l \cdot Y_{l,m}(\theta_k \cdot \varphi_k \cdot) \Psi_i d\tau \quad \text{(XV, 2—32)}$$

$$\langle f| Q'_{l,m} |i\rangle = -\frac{i\omega}{c(l+1)} \cdot \frac{e \cdot \hbar}{2M_p \cdot c} \sum_{k=1}^{A} \mu_k \times$$

$$\times \int r_k^l \cdot Y_{l,m}(\theta_k, \varphi_k)\, \mathrm{grad}_k (\Psi_f^* \mathbf{r}_k \times \boldsymbol{\sigma}_k \Psi_i)\, d\tau \quad \text{(XV, 2—33)}$$

[1] Pentru o prezentare detaliată a tranziției γ prin modelul straturilor nucleonice și modelul colectiv: A. Sanielevici, D. Bogdan, „Structura nucleului atomic și tranzițiile radioactive", Edit. Academiei, București, 1958, p. 202 și 317.

$$\langle f|\mathcal{M}_{l,m}|i\rangle = -\frac{1}{l+1}\,\frac{e\cdot\hbar}{2M_p\cdot c}\sum_{k=1}^{A}\int r_k^l\cdot Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k)\,\mathrm{grad}_k(\Psi_f l_k\Psi_i)\,\mathrm{d}\tau \qquad \text{(XV, 2—34)}$$

$$\langle f|\mathcal{M}'_{l,m}|i\rangle = -\frac{e\cdot\hbar}{2\,M_p\cdot c}\sum_{k=1}^{A}\mu_k\cdot\int r_k^l\cdot Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k)\,\mathrm{grad}_k(\Psi_f^*\sigma_k\Psi_i)\,\mathrm{d}\tau \qquad \text{(XV,2—35)}$$

În aceste expresii, integralele se efectuează după toate coordonatele spațiale și de spin al nucleonilor. Conform modelului straturilor nucleonice, starea nucleului este determinată prin precizarea stărilor cuantice ale nucleonilor și astfel elementele de matrice((XV, 2—32) — (XV, 2—35) sînt diferite de zero numai cînd stările Ψ_i și Ψ_f diferă prin numerele cuantice ale unui singur nucleon. În caz contrar, acestea se anulează datorită proprietății de ortogonalitate a funcțiilor de undă, deoarece operatorii care figurează sub integrală depind numai de coordonatele unui singur nucleon. Din aceste formule se poate trage concluzia că multipolii nucleari care determină emisia de radiații gamma devin operatori, ale căror formule sînt următoarele:

$$Q_{l,m} = e\sum_{k=1}^{A} r_k^l\cdot Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k), \qquad \text{(XV, 2—36)}$$

$$Q'_{l,m} = \frac{\mathrm{i}\cdot\omega}{c(l+1)}\,\frac{e\hbar}{2\,M_p\cdot c}\sum_{k=1}^{A}(\mathbf{r}\times\boldsymbol{\mu}_s)\mathrm{grad}_k[r_k^l Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k)] \qquad \text{(XV, 2—37)}$$

$$\mathcal{M}_{l,m} = \frac{e\hbar}{2\,M_p\cdot c}\sum_{k=1}^{A}\frac{2}{l+1}\cdot\mu_l\,\mathrm{grad}_k[r_k^l\cdot Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k)] \qquad \text{(XV, 2—38)}$$

$$\mathcal{M}'_{l,m} = \frac{e\hbar}{2\,M_p\,c}\sum_{k=1}^{A}\mu_s\,\mathrm{grad}_k[r_k^l Y_{l,m}(\theta_k,\varphi_k)] \qquad \text{(XV, 2—39)}$$

unde $\mu_l = g_l\cdot\mathbf{l}$ și $\mu_s = g_S\mathbf{s}$.

În general, mărimea termenilor multipolari succesivi din seriile (XV, 2—19) și (XV, 2—20) care dau probabilitatea de emisie a radiației de tip electric și magnetic, este aproximativ proporțională cu factorul:

$$\left(\frac{\omega\cdot R}{c}\right)^{2l} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \qquad \text{(XV,2—40)}$$

și scade cu creșterea lui l. De exemplu, la emisia unei radiații gamma de 1 MeV, cu $\lambda \simeq 1{,}1\cdot 10^{-10}$ cm, pentru un nucleu de masă medie, raportul $\frac{R}{\lambda}$ este $\sim\frac{1}{200}$, de unde rezultă că probabilitatea de emisie scade cu aproximativ patru ordine de mărime pentru fiecare valoare succesivă a lui l. (Este de menționat că probabilitatea de emisie a radiației luminoase

de către sistemele atomice scade mult mai puternic cu creșterea lui l. Dacă se ia: $R \simeq 0{,}5$ Å și $\lambda = 5\,000$ Å, rezultă că probabilitatea de emisie scade cu aproximativ opt ordine de mărime pentru fiecare valoare succesivă a lui l. De aceea, în sistemele atomice emisia de radiație cu $l > 1$ este un proces extrem de puțin probabil).

Cu ajutorul elementelor de matrice (XV, 2—32) — (XV, 2—35), se poate face o evaluare aproximativă a raportului dintre intensitatea radiației gamma de tip magnetic și de tip electric. Din raportul expresiilor (XV,2—34) și (XV, 2—32) rezultă:

$$\frac{\langle f|\mathcal{M}_{l,m}|i\rangle}{\langle f|Q_{l,m}|i\rangle} \simeq \frac{\hbar}{M_p \cdot cR} \qquad \text{(XV,2—41)}$$

Conform relației de nedeterminare, raza nucleară este corelată cu viteza v a nucleonului prin ecuația: $R \simeq \dfrac{\hbar}{M_p v}$, iar expresia (XV, 2—41) devine:

$$\frac{\langle f|\mathcal{M}_{l,m}|i\rangle}{\langle f|Q_{l,m}|i\rangle} \simeq \frac{v}{c} \qquad \text{(XV, 2—42)}$$

Dacă elementul de matrice (XV, 2—33) este neglijabil față de (XV, 2—32), raportul dintre intensitatea radiației gamma de tip magnetic și de tip electric este:

$$\frac{|\langle f|\mathcal{M}_{l,m}|i\rangle + \langle f|\mathcal{M}'_{l,m}|i\rangle|^2}{|\langle f|Q_{l,m}|i\rangle|^2} \simeq 10\left(\frac{\hbar}{M_p \cdot cR}\right)^2 \simeq \frac{v^2}{c^2} \qquad \text{(XV, 2—43)}$$

de unde rezultă că intensitatea radiației gamma de tip magnetic este mai mică decît intensitatea radiației gamma de tip electric. Această regularitate este modificată uneori de regulile de selecție. Pentru un nucleu de rază medie, raportul (XV, 2—43) este $\sim 10^{-3}$. Diferența dintre aceste două intensități și deci raportul $\lambda_M(l, m)/\lambda_E(l, m)$ se micșorează cu creșterea lui l, după cum se poate vedea în figura XV—2, unde se prezintă variația probabilității de emisie gamma de tip electric $E(l)$ și de tip magnetic $M(l)$, pentru diferite multipolarități, cu energia radiației E_γ, calculată după modelul uniparticulă, considerînd tranziția unui proton. În acest caz, Weisskopf a calculat probabilitatea de emisie a fotonului, ca fiind datorată trecerii unui singur proton de pe nivelul excitat, caracterizat prin momentul orbital l, pe nivelul fundamental cu momentul orbital zero, considerînd că spinul protonului în starea inițială este paralel cu l. Pentru probabilitățile reduse de tranziție s-au obținut următoarele ecuații:

$$\mathcal{T}_E(l, m) = \frac{e^2}{4\pi}\left(\frac{3R^l}{l+3}\right)^2 \quad \text{radiația de tip electric} \qquad \text{(XV, 2—44)}$$

$$\mathcal{T}_M(l, m) = 10\left(\frac{\hbar}{M_p \cdot c \cdot R}\right)^2\left(\frac{3R^l}{l+3}\right)^2 \quad \text{radiația de tip magnetic} \qquad \text{(XV, 2—45)}$$

Cu ajutorul acestora se obţin probabilităţile de emisie pentru tranziţia $l \to 0$, cunoscute ca formulele lui Weisskopf:

$$\lambda_E(l,m) = \frac{4{,}4\,(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2}\cdot\left(\frac{3}{l+3}\right)^2\left(\frac{E_\gamma}{197[\mathrm{MeV}]}\right)^{2l+1}\cdot R^{2l}\times 10^{21}\,\mathrm{s}^{-1} \quad (\mathrm{XV},2-46)$$

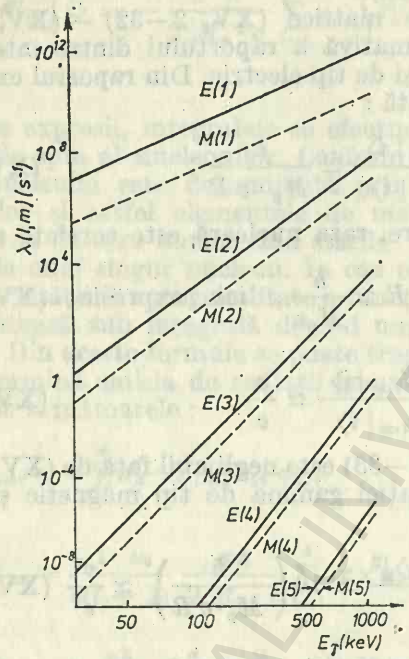


Fig. XV—2. — Probabilitatea de emisie a radiaţiei gamma, în funcţie de energia fotonilor, pentru diferite multipolarităţi, calculată după modelul uniparticulă.

$$\lambda_M(l,m) = \frac{0{,}19(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2}\left(\frac{3}{l+3}\right)^2\cdot\left(\frac{E_\gamma}{197[\mathrm{MeV}]}\right)^{2l+1}\cdot R^{2l-2}\times 10^{21}\,\mathrm{s}^{-1} \quad (\mathrm{XV},2-47)$$

Datele furnizate de ecuaţiile (XV, 2—46) şi (XV, 2—47) concordă mulţumitor cu rezultatele experimentale. Din figura XV—2 rezultă că probabilitatea de dezintegrare scade puternic cu creşterea ordinului de multipol şi cu scăderea energiei fotonului emis. Pentru exemplificare, în tabloul XV—2 se indică valorile vieţilor medii ale cîtorva multipoli, pentru trei valori ale energiei fotonilor, calculate după ecuaţiile (XV,2—46) şi (XV, 2—47) pentru un nucleu cu $R = 6\cdot 10^{-13}$ cm.

Calculul probabilităţii de emisie gamma în reprezentarea modelului colectiv se face pornind de la expresii adecvate pentru operatorii multipolari:

$$Q_{l,m} = \sum_p\left(e - \frac{Z\,e}{A^l}\right) r_p^l Y_{l,m}(\theta_p,\varphi_p) + \frac{3}{4\pi} Z\,e\,R^l\cdot\alpha_{l,m} \quad (\mathrm{XV},2-48)$$

$$\mathcal{M}_{l,m} = \frac{e\hbar}{2\,M_p\cdot c}\sum_p\left(\mu_s + \frac{2}{l+1}\mu_l\right)_p\cdot \mathrm{grad}_p[r_p^l Y_{l,m}(\theta_p,\varphi_p)] +$$

$$+\frac{e\,\hbar}{M_p\cdot c}\quad\frac{1}{l+1}\int \mathbf{I}_S(r)\,\mathrm{grad}\,(r^l Y_{l,m})\,\mathrm{d}\tau \quad (\mathrm{XV},2-49)$$

unde însumarea după p se referă la gradele de libertate individuale. Ultimii termeni din aceste ecuații provin din considerarea mișcării nucleare colective; ultimul termen din (XV, 2—48) este determinat de vibrațiile suprafeței nucleare, iar ultimul termen din (XV, 2—49) conține mo-

TABLOUL XV—2

Viața medie pentru emisia radiației multipolare

Tipul de radiație		1 000 keV	200 keV	50 keV
Dipol electric	1	$4 \cdot 10^{-16}$s	$5 \cdot 10^{-14}$ s	$3 \cdot 10^{-12}$s
Dipol magnetic	1	$3 \cdot 10^{-14}$,,	$4 \cdot 10^{-12}$,,	$2 \cdot 10^{-10}$,,
Cuadrupol electric	2	$2 \cdot 10^{-11}$,,	$6 \cdot 10^{-8}$,.	$6 \cdot 10^{-5}$,,
Cuadrupol magnetic	2	$2 \cdot 10^{-9}$,,	$5 \cdot 10^{-6}$,,	$5 \cdot 10^{-3}$,,
Octupol electric	3	$2 \cdot 10^{-4}$,,	2 s	70h
Octupol magnetic	3	$2 \cdot 10^{-2}$,,	3 min	200z

mentul cinetic $\mathbf{R}_s$ al suprafeței nucleare deformate. Introducînd aceste expresii în relațiile (XV, 2—21) și (XV, 2—22) care dau probabilitățile reduse de tranziție, se pot calcula probabilitățile de emisie a radiației gamma prin tranziții nucleonice individuale și tranziții nucleonice colective. Așa de exemplu, probabilitatea redusă de tranziție $\mathcal{T}_E(2)$ pentru emisia de radiație cuadrupolară, depinde de momentul electric nuclear de cuadrupol static, q_0, după o relație de forma:

$$\mathcal{T}_E(2) = \frac{15}{32\,\pi}\, e^2 q_0^2 \cdot \frac{(I+1)\,(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \qquad \text{(XV, 2—50)}$$

pentru tranziția de tipul $I + 2 \to I$, sau de forma:

$$\mathcal{T}_E(2) = \frac{15}{16\,\pi}\, e^2 q_0^2 \frac{\Omega^2\,(I+1-\Omega)\,(I+1+\Omega)}{I(I+1)\,(2I+3)(I+2)} \qquad \text{(XV, 2—51)}$$

pentru tranziția de tipul $I + 1 \to I$.

Confruntarea probabilităților de tranziție, calculate în reprezentarea modelului straturilor nucleonice sau a modelului colectiv, cu mărimile determinate experimental din măsurători de viață medie a tranziției gamma, de lărgime a nivelelor de energie în reacțiile nucleare ș.a., a oferit un material bogat pentru elucidarea și consolidarea a numeroase probleme de structură nucleară.

3. CONVERSIA INTERNĂ

O altă posibilitate de dezexcitare a anumitor nuclee, constă în transmiterea directă a energiei de excitare unui electron din straturile interioare, pe care îl expulzează, ca urmare a interacției electromagnetice di-

recte dintre nucleu şi electron. Electronii emişi prin acest mecanism se numesc electroni de conversie internă, iar procesul poartă numele de *conversie internă* a energiei de excitare a nucleului. Consideraţii teoretice şi observaţii experimentale au demonstrat că este un proces într-o singură treaptă, complementar emisiei de radiaţii gamma şi nu este determinat de aceasta. O dovadă concludentă a fost adusă de observaţia că timpul de înjumătăţire al izotopului ^{99}Tc poate fi modificat producînd modificări în configuraţia învelişului său electronic prin schimbarea compoziţiei chimice a compusului de tehneţiu folosit. Deoarece procesul nu are loc în două trepte — emisia cuantei gamma de către nucleu şi transmiterea energiei acesteia electronului, cu expulzarea sa — denumirea de conversie internă este improprie.

Electronii de conversie sînt monoenergetici, energia lor, E_e, fiind determinată de diferenţa dintre energia de excitare a nucleului $E_i - E_f$ şi energia de legătură a electronului expulzat B_e:

$$E_e = (E_i - E_f) - B_e \qquad \text{(XV, 3—1)}$$

În funcţie de mărimea energiei de excitare $(E_i - E_f)$ se pot expulza electroni din straturile K, L, M, etc., şi energia cinetică a acestora este dependentă de energia de legătură $B_e(K)$, $B_e(L)$, $B_e(M)$:

$$E_e(K) = (E_i - E_f) - B_e(K)$$
$$E_e(L) = (E_i - E_f) - B_e(L) \text{ etc.} \qquad \text{(XV, 3—2)}$$

Energia de tranziţie $E_i - E_f$ se poate determina din măsurarea prin tehnica spectrometriei β a energiei electronilor de conversie, fiind cunoscute energiile de legătură B_e. Electronii de conversie sînt puşi în evidenţă prin crestele K, L, M, care apar în spectrul continuu al radiaţiilor beta. După cum se observă în figura XV—3, forma experimentală a spectrului este rezultatul suprapunerii spectrului discontinuu al electronilor de conversie K, L, M, peste spectrul continuu al radiaţiilor beta.

În urma emisiei electronilor de conversie, are loc o rearanjare a straturilor electronice prin emisia unei radiaţii X caracteristice sau a electro-

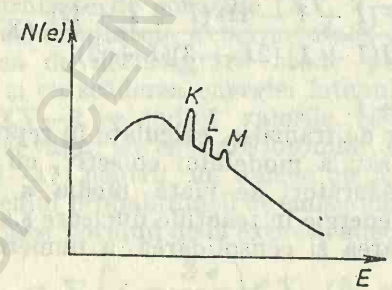


Fig. XV — 3. — Spectrul beta cu evidenţierea electronilor de conversie K, L, M.

nilor Auger[1] prin transmisia directă a energiei de excitaţie unuia din electronii situaţi în straturile exterioare.

[1] P. Auger, *Compt. Rend.*, **180**, 65 (1925); E. Burhop, „The Auger effect and other radiationless transitions", Cambridge Univ. Press, 1952. Spectrometria Auger se utilizează cu succes pentru caracterizarea suprafeţei unor solide.

Coeficientul de conversie internă. Electronii de conversie internă pot să apară singuri sau împreună cu radiația gamma. Raportul dintre numărul total de electroni de conversie, N_e, și numărul de fotoni emiși, N_γ, se numește coeficient total de conversie internă:

$$\alpha_e = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \qquad (XV,3-3)$$

unde:

$$\alpha_K = \frac{N_e(K)}{N_\gamma}\ ;\quad \alpha_L = \frac{N_e(L)}{N_\gamma}\ ;\quad \alpha_M = \frac{N_e(M)}{N_\gamma}\ ;\ \dots \qquad (XV,3-4)$$

sînt coeficienții parțiali de conversie internă.

Tranziția prin conversie internă este independentă de tranziția radiativă, astfel că probabilitatea totală de dezexcitare a nucleului, λ, este suma probabilității de tranziție prin emisia gamma, λ_γ, și a probabilității de tranziție prin conversie internă, λ_e:

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma(1 + \alpha) \qquad (XV,3-5)$$

unde α, coeficientul total de conversie internă, se mai poate defini astfel:

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \qquad (XV,3-6)$$

De aici, urmează că viața medie, τ, este:

$$\tau = \frac{1}{\lambda_\gamma + \lambda_e} = \frac{1}{\lambda_\gamma(1 + \alpha)} \qquad (XV,3-7)$$

Probabilitatea de tranziție radiativă λ_γ rămîne aceeași dacă nucleul se găsește sau nu într-un edificiu atomic. Deoarece probabilitatea de tranziție prin conversie internă λ_e se adaugă probabilității de tranziție prin emisie gamma, λ_γ, probabilitatea totală de tranziție λ se mărește, ceea ce înseamnă că se micșorează viața medie a stării excitate a nucleului considerat, într-o măsură determinată de valoarea coeficientului α_e.

Calculul coeficienților de conversie internă pentru nuclee ușoare și grele, pentru radiații de diferite ordine de multipol s-a efectuat prin metoda perturbațiilor, considerînd că tranziția nucleului prin conversie internă este determinată de interacția electromagnetică a unui electron atomic cu nucleonii și ținînd seama de cîmpul de radiație al nucleului. Datorită complexității calculelor, care aduc unele dificultăți, se introduc mai multe aproximații ca de exemplu: considerarea numai a coeficienților de conversie pentru straturile K și L, aproximația lui Born și aproximația nerelativistă. O expresie aproximativă pentru coeficientul parțial de conversie internă pentru tranziția de tip electric și de tip magnetic, în condiția: $B_e \ll \hbar\,\omega \ll m \cdot c^2$ este de forma:

$$\alpha_K(E) = 2\frac{Z^3}{\varepsilon_\gamma^3}\cdot\left(\frac{e^2}{\hbar\cdot c}\right)^4\cdot\left(\frac{\varepsilon_\gamma+2}{\varepsilon_\gamma}\right)^{l-\frac{1}{2}}\left[\frac{(l+1)\,\varepsilon_\gamma^2+4\,l}{l+1}\right] \qquad (XV,3-8)$$

$$\alpha_K(M) = 2\frac{Z^3}{\varepsilon_\gamma}\left(\frac{e^2}{\hbar\cdot c}\right)^4\cdot\left(\frac{\varepsilon_\gamma+2}{\varepsilon_\gamma}\right)^{l+\frac{1}{2}} \qquad (XV,3-9)$$

unde

$$\varepsilon_\gamma = \frac{\hbar \cdot \omega}{m \cdot c^2}.$$

Cu aceste formule se pot evalua coeficienții de conversie internă numai pentru $Z < 40$. Pentru nucleele mai grele se utilizează relații mai complexe. Coeficientul de conversie internă depinde de mai mulți parametri:

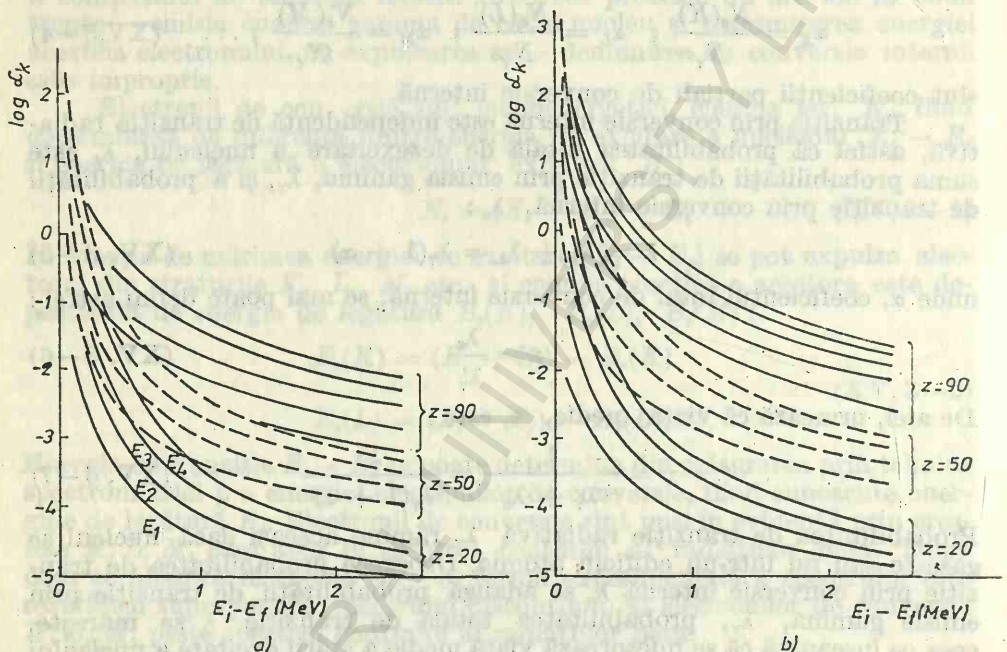


Fig. XV—4. — Variația coeficientului parțial de conversie internă α_K pentru tranziția multipolară electrică (*a*) și tranziția multipolară magnetică (*b*), cu energia de tranziție $E_i - E_f$ pentru nuclee cu $Z = 20$, 50 și 90.

energia de tranziție $E_i - E_f$, ordinul de multipol și numărul de ordine Z. În figura XV—4 se prezintă variația coeficientului parțial de conversie internă α_K cu energia de tranziție $E_i - E_f$ pentru tranzițiile multipolare electrice și magnetice, la trei nuclee cu $Z = 20$, 50 și 90. Din examinarea acestei figuri rezultă cîteva regularități importante, care sînt verificate de experiență:

— coeficientul de conversie internă crește cu numărul atomic Z. Proporționalitatea cu Z^3 rezultă din faptul că probabilitatea ca electronul K să se găsească în apropierea nucleului este dependentă de Z după forma: $|\varphi(R)|^2 \propto Z^3$.

— coeficientul de conversie internă crește cu scăderea energiei $\hbar\omega$, așa cum rezultă din relațiile (XV, 3—8) și (XV, 3—9), dacă $\varepsilon_\gamma \gg 1$.

— cu creșterea multipolarității radiației γ, coeficientul de conversie internă se mărește.

— coeficientul de conversie internă este mai mare pentru tranzițiile de tip magnetic față de tranzițiile de tip electric.

Măsurarea raportului dintre coeficienții parțiali de conversie internă σ_K și σ_L, atît pentru radiațiile de tip electric, cît și pentru radiațiile de tip magnetic, permite determinarea ordinului de multipol al tranziției.

Regulile de selecție în conversia internă sînt identice cu acelea aplicate la emisia de radiații gamma, cu o singură excepție: tranzițiile $0 \to 0 (0^+ \to 0^+$ sau $0^+ \to 0^-)$ sînt permise.

Conversia internă prin formarea perechii electron-pozitron. Dacă energia de excitare a nucleului depășește mărimea $2\, m_0 c^2$ (1,02 MeV):

$$\hbar\, \omega \gg 2\, m_0 \cdot c^2$$

nucleul excitat emite o pereche electron-pozitron sub acțiunea cîmpului coulombian exercitat de acesta. Teoria prevede că probabilitatea de conversie internă prin formarea de perechi, crește cu mărirea energiei de tranziție, scade cu micșorarea multipolarității radiației și este aproape independentă de Z. Deoarece conversia prin formarea perechii $e^- - e^+$, este predominantă la energii mari și multipoli inferiori — unde coeficientul de conversie internă obișnuit este mic — fenomenul se poate utiliza cu succes pentru studiul tranzițiilor radiative la nuclee ușoare.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XVI

IZOMERIA NUCLEARĂ

Încă din 1917, Soddy a prevăzut posibilitatea existenţei unor nuclizi cu acelaşi număr de masă şi număr atomic, consideraţi *izotopi izobarici*, care se deosebesc prin proprietăţile lor radioactive. Prima dovadă experimentală a acestui fenomen a fost adusă de Hahn în 1921, cu elementul radioactiv natural $^{234}_{91}Pa$, care a fost pe deplin confirmată de Kurceatov şi colab., în 1935, la izotopii radioactivi artificiali, în cazul nuclidului $^{80}_{35}Br$, obţinut. prin reacţiile nucleare $^{79}_{35}Br + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{80}_{35}Br + \gamma$ şi $^{81}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{80}_{35}Br + {}^{1}_{0}n$. Aceşti nuclizi radioactivi au fost denumiţi *izomeri nucleari* de către Meitner în 1936, iar fenomenul se cunoaşte sub denumirea de *izomerie nucleară*. Procesul de tranziţie radioactivă se numeşte *tranziţie izomerică* (I.T.).

Termenul de izomer are un conţinut deosebit faţă de acela cunoscut în chimie. În cazul izomeriei nucleare, nucleonii nu ocupă anumite poziţii bine determinate în nucleu, ei putînd să-şi schimbe starea, trecînd din neutron în proton şi invers. De aceea nu se poate vorbi despre configuraţii ale nucleonilor în nucleu, în sensul chimic. Izomerii nucleari se deosebesc prin formele de mişcare ale nucleonilor în nucleu, pentru care corespund stări energetice diferite. Una dintre aceste stări este starea fundamentală, iar cealaltă este o stare excitată, *metastabilă*, relativ stabilă, a cărei viaţă medie variază de la $\sim 10^{-10}$s la $\sim 10^{3}$ a. Explicarea izomeriei nucleare se reduce în esenţă la explicarea apariţiei stărilor metastabile ale nucleelor. Izomeria nucleară apare la nucleele care pot fi aduse în stare de excitare prin procesul de dezintegrare radioactivă naturală şi prin diferite reacţii nucleare. Stările metastabile se notează, de regulă, cu indicele superior „m"; de exemplu $^{80}Br^{m}$ reprezintă starea metastabilă a nucleului ^{80}Br.

În prezent se cunosc aproape 200 de izomeri printre nucleele medii şi semigrele, par-impare, impar-pare şi impar-impare.

S-au observat numai cîteva nuclee izomere de tipul par-pare. La nucleele uşoare nu s-a evidenţiat izomeria nucleară.

După Weizsäcker, într-o pereche de izomeri unul dintre nuclee se află în stare excitată, metastabilă. Metastabilitatea se defineşte printr-o valoare a timpului de înjumătăţire a stării excitate, care de regulă, s-a stabilit în mod convenţional ca fiind mai mare de $\sim 10^{-9}$ s. Pe de altă parte, definirea metastabilităţii unei stări excitate este independentă de proprietăţile structurale ale nucleului în stare fundamentală. Acest nucleu poate să fie stabil sau radioactiv, cu un timp de înjumătăţire mai mic sau mai mare decît al stării metastabile.

1. CLASIFICAREA IZOMERILOR NUCLEARI

Metodele experimentale pentru recunoașterea și identificarea perechilor de izomeri nucleari au condus la stabilirea a trei tipuri de izomeri nucleari :

— *Tranziție izomerică pură*, prin care nucleul metastabil trece în starea fundamentală, stabilă, numai prin emisia de radiații gamma, sau a electronilor de conversie internă. Schema generală a tranziției este prezentată în figura XVI—1*a*. Se cunosc mai mult de 30 de nuclee stabile

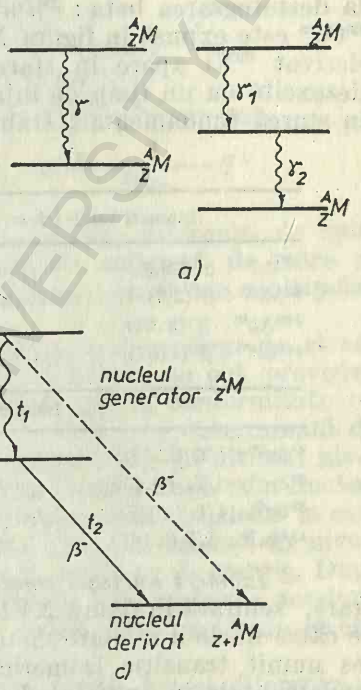


Fig. XVI—1. — Clasificarea izomerilor nucleari (schema generală a tranzițiilor). *a*) tranziție izomerică pură ; *b*) izomerie nucleară cu dezintegrare independentă ; *c*) izomeri corelați genetic.

existente în natură care formează stări metastabile cu timp de înjumătățire mare, de la cîteva secunde la cîteva ore ($^{83}Kr^m$: $t_{1/2}$ = 113 min, 0,032 MeV ; $^{87}Sr^m$: $t_{1/2}$ = 2,7 h, 0,39 MeV ; $^{107}Ag^m$: $t_{1/2}$ = 44,3 s, 0,094 MeV ; $^{117}Sn^m$: $t_{1/2}$ = 14 z, 0,175 Mev ; $^{137}Ba^m$: 2,63 min, 0,661 MeV). Schema de tranziție izomerică pentru $^{113}In^m$ este redată în figura XVI—2 ; se observă diferența mare dintre valorile spinului nuclear $\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{9^+}{2}$. La $^{83}Kr^m$ trecerea în starea fundamentală, stabilă are loc în urma emisiei succesive a doi fotoni cu energia de 0,029 și 0,046 MeV.

— *Izomerie nucleară cu dezintegrare independentă*. În acest caz, ambii izomeri ai nucleului generator se dezintegrează independent cu timpi de înjumătățire proprii, după cum se poate vedea în figura XVI—1*b*. Tranziția izomerică de la starea metastabilă la cea fundamentală este puternic interzisă și de aceea se produce cu o probabilitate foarte mică. Cîteva exemple de perechi izomerice cu dezintegrare independentă sînt redate

în tabloul XVI—1, unde se indică natura și energia radiației emise, precum și timpul de înjumătățire. Alte două exemple importante au fost prezentate

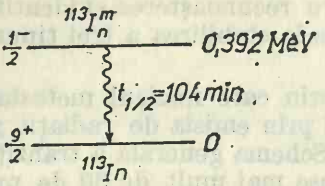


Fig. XVI—2. — Tranziția izomerică la $^{113}In^{m}$.

la dezintegrarea beta: $^{234}Pa^{m}$ și $^{60}Co^{m}$. Schema de dezintegrare pentru $^{60}Co^{m}$ este expusă în figura XIV—2. După cum se poate observa, nucleul derivat ^{60}Ni apare în stare excitată — dar nu metastabilă — care se dezexcită cu un timp de înjumătățire mult mai mic decît 10^{-9} s, trecînd în starea fundamentală stabilă.

TABLOUL XVI—1

Izomeri nucleari cu dezintegrare independentă			
$^{52}Mn^{m}$: β^{+}(26,6),	$t_1 = 21$ min ;	^{52}Mn: β^{+}(0,58),	$t_2 = 5{,}8$ z
$^{91}Mo^{m}$: β^{+}(3,7),	$t_1 = 15{,}5$ min ;	^{91}Mo : β^{+}(2,6),	$t_2 = 65$ s.
$^{106}Ag^{m}$: β^{+}(2,04),	$t_1 = 24$ min ;	^{106}Ag : EC (1,02),	$t_2 = 8{,}3$ z
$^{115}Cd^{m}$: β^{-}(1,67),	$t_1 = 43$ z ;	^{115}Cd : β^{-}(0,6),	$t_2 = 2{,}3$ z
Izomeri nucleari corelați genetic			
$^{44}Sc^{m}$: I.T.(0,269),	$t_1 = 2{,}4$ z ;	^{44}Sc : β^{+}(1,5),	$t_2 = 3{,}91$ h.
$^{69}Zn^{m}$: I.T. (0,439),	$t_1 = 13{,}8$ h ;	^{69}Zn : β^{-}(1,0),	$t_2 = 55$ min
$^{80}Br^{m}$: I.T.(0,037),	$t_1 = 4{,}5$ h ;	^{80}Br : β^{-}(1,99),	$t_2 = 17{,}6$ min
$^{114}In^{m}$: I.T.(0,191),	$t_1 = 49{,}3$ z ;	^{114}In : β^{-}(1,98),	$t_2 = 72$ s

— *Izomeri nucleari corelați genetic.* A treia posibilitate de dezintegrare, schițată în figura XVI — 1*c*, constă în emisia de radiații gamma de de către nucleul în stare metastabilă cu timpul de înjumătățire t_1 — proces numit tranziție izomerică (I.T.) — urmată de transformarea stării fundamentale în nucleul derivat prin dezintegrare beta, cu timpul de înjumătățire t_2. Cîteva exemple de izomeri nucleari corelați genetic sînt indicate în tabloul XVI—1. Schema de dezintegrare a nucleului $^{80}Br^{m}$, care se încadrează în această grupă, este expusă în figura XVI—3. Starea metastabilă se dezexcită prin emisia radiației gamma de 49 keV cu $t_1 = 4{,}4$ h; emisia cuantei de 37 keV are loc cu un timp de înjumătățire extrem de scurt. Izotopul ^{80}Br în starea fundamentală se dezintegrează β^{-} (trecînd în ^{80}Kr) și β^{+} (trecînd în ^{80}Se) cu un timp de înjumătățire $t_2 = 18$ min.

Interpretarea izomeriei nucleare cu ajutorul modelului straturilor nucleare. Teoria radiației multipolare prevede posibilitatea tranzițiilor radiative de mică probabilitate, dacă energia radiației emisiei ($E_i - E_f$) este mică și dacă ordinul de multipol al radiației este suficient de mare (ceea ce înseamnă că, în general, regulile de selecție interzic emisia radiației gamma dipolară și cuadrupolară). Ca urmare, este posibilă existența — în anumite condiții — a stărilor nucleare excitate

metastabile, de viaţă lungă. Chiar dacă aceste condiţii se referă numai la radiaţia emisă, ele trebuie să fie satisfăcute de izvorul radiant, adică de nucleul atomic , deoarece radiaţia transportă energie şi moment cinetic, cu respectarea legilor de conservare. De aici rezultă că stările exci-

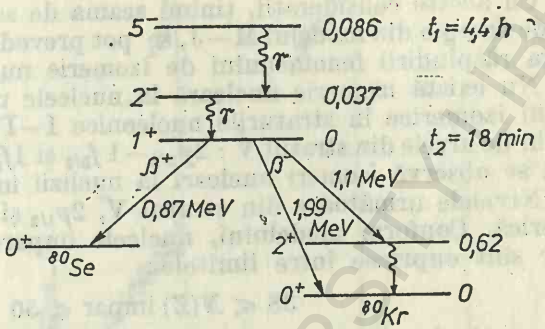


Fig. XVI—3. — Schema de dezintegrare a nucleului $^{80}Br^{m}$.

tate metastabile pot exista numai la nucleele la care diferenţa de spin nuclear dintre starea excitată şi fundamentală este suficient de mare şi energia stării excitate este mică. Radiaţia gamma emisă are multipolaritate superioară, 2^3, 2^4 etc.

Deoarece fenomenul de izomerie nucleară este dependent de structura nucleară, apelînd la modelul straturilor nucleonice se pot prevedea care nuclee îndeplinesc condiţiile de metastabilitate. În conformitate cu regulile de cuplaj ale modelului, tranziţia izomerică este determinată de un singur nucleon, care este nucleonul nepereche situat pe ultimul nivel incomplet al unei configuraţii neutronice sau protonice, după cum nucleul este par-impar sau impar-par. Admiţînd această ipoteză, nucleele la care se pot forma stări izomerice se determină cu ajutorul schemei de nivele dată de modelul M—J, care indică succesiunea nivelelor de energie. După distanţa dintre nivelele de energie şi diferenţa de spin nuclear a acestora, diferitele perechi de nivele care aparţin la acelaşi strat nucleonic, se clasifică în trei grupe:

a) Nivelele perechii diferă mult prin energiile lor şi diferenţa de spin nuclear este mică, de cel mult două unităţi. Astfel de perechi sînt: $1p_{3/2} - 1p_{1/2}$ din stratul II şi $1d_{5/2} - 2s_{1/2}$ din stratul III etc.

b) Diferenţa de energie dintre nivelele perechii este mică şi spinul nuclear diferă cu cel mult două unităţi. Din această grupă fac parte perechile de nivele ca: $2p_{3/2} - 1f_{5/2}$, $1f_{5/2} - 1p_{1/2}$ din stratul V etc.

c) Diferenţa de energie dintre nivelele perechii este mică, dar diferenţa de spin nuclear este mare ($> 2\ \hbar$). Aşa sînt de exemplu, perechile: $1g_{9/2} - 2p_{1/2}$ din stratul V, $1h_{11/2} - 2d_{3/2}$ din stratul VI etc.

Deoarece numai perechile de nivele din ultima grupă îndeplinesc condiţiile cerute pentru existenţa fenomenului de izomerie nucleară, aceste perechi se numesc *perechi izomerice*. Rezultă deci, că o configuraţie nucleonică impară, poate prezenta fenomenul de izomerie nucleară, dacă în starea ei fundamentală, nucleonul nepereche se găseşte pe unul din nivelele perechii izomerice, celălalt nivel al perechii fiind liber. Excitarea nucleului în stare metastabilă se realizează prin ridicarea nucleonului de pe nivelul fundamental pe nivelul metastabil al perechii izomerice. Dato-

rită cuplajului nuclear spin-orbită, care produce o încălecare a nivelelor perechilor izomerice, modelul nu poate prevedea care din cele două nivele ale perechii izomerice determină starea fundamentală și starea metastabilă a nucleului. Această precizare se poate face numai pe cale experimentală.

Cu aceste considerații, ținînd seama de schema de ocupare a nivelelor de energie din modelul M—J, se pot prevedea următoarele regularități asupra răspîndirii fenomenului de izomerie nucleară la nucleele impare.

Nu există izomerie nucleară la nucleele ușoare, deoarece nu există perechi izomerice în straturile nucleonice I—IV. Deoarece primele două perechi de nivele din stratul V : $2p_{3/2}-1f_{5/2}$ și $1f_{5/2}-2p_{1/2}$ aparțin grupului b, nu se observă izomeri nucleari la nuclizii impari cu $N(Z) \leqslant 38$.

Nivelele următoare din stratul V, $2p_{1/2}$ și $1g_{9/2}$ formează o pereche izomerică. Conform modelului, nucleele impare, pentru care N sau Z impar sînt cuprinse între limitele:

$$38 \leqslant N(Z) \text{ impar} \leqslant 50 \qquad \text{(XVI,1—1)}$$

pot prezenta fenomenul de izomerie nucleară.

Nucleele cu 50 de protoni sau neutroni au stratul V complet ocupat. În stratul nucleonic VI, prima pereche de nivele, $1g_{7/2} - 2d_{5/2}$ face parte din grupul b, iar următoarea pereche, $2d_{5/2} - 2d_{3/2}$ din grupul a. Modelul straturilor indică deci că nucleele impare cu $50 \leqslant N(Z)$ impar $\leqslant 64$ nu pot prezenta fenomenul de izomerie nucleară. La a treia pereche $2d_{3/2} - 3s_{1/2}$, care face parte din grupul b, diferența foarte mică dintre nivelele de energie permite ca tranziția de tipul $3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$[1] să aibă o viață medie măsurabilă, deși radiația emisă în această tranziție are ordinul de multipol $l = 1$. Ultima pereche de nivele din stratul VI, $1h_{11/2} \rightleftharpoons 3s_{1/2}$ este o pereche izomerică și prin urmare, tranziția care are loc este izomerică. Conform modelului, nucleele impare din stratul VI pot prezenta fenomenul de izomerie nucleară, dacă N sau Z impar satisfac condiția:

$$64 \leqslant N(Z) \text{ impar} \leqslant 82 \qquad \text{(XVI, 1—2)}$$

Stratul nucleonic VI este complet ocupat cu un număr magic 82 de nucleoni. În stratul VII, prima pereche de nivele, $1h_{9/2}-2f_{7/2}$ face parte din grupul b, și ca urmare, la nucleele impare $82 \leqslant N(Z)$ impar $\leqslant 100$ nu apare izomeria nucleară. Următoarele nivele $1i_{13/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ și $3p_{1/2}$, împreună cu nivelul $2f_{7/2}$, formează două perechi izomerice $2f_{7/2} - 1i_{13/2}$ și $1i_{13/2} - 2f_{5/2}$. Din considerente similare, rezultă că la nucleele impare din stratul VII, cu $N(Z)$ impar, poate să apară izomeria nucleară dacă este satisfăcută condiția:

$$100 \leqslant N(Z) \text{ impar} \leqslant 126 \qquad \text{(XVI, 1—3)}$$

Se observă deci, că izomeria nucleară apare la nucleele impare cu N sau Z impar, dar nu este răspîndită uniform printre nuclee, ci numai la anumite grupe, determinate de condițiile (XVI, 1 — 1) — (XVI, 1—3). Aceste grupe constituie *insulele de izomerie nucleară*. Răspîndirea izomeriei nucleare la nucleele impare, din care apar insulele de izomerie, este prezentată în figura XVI—4. Se poate vedea că acestea sînt situate înaintea

[1] Săgeata dublă arată că tranziția poate avea loc în ambele sensuri, datorită încălecării celor două nivele.

numerelor magice 50, 82 şi 126, ceea ce demonstrează că fenomenul de izomerie nucleară se întîlneşte numai la nucleele impare care au ultimii nucleoni neîmperecheaţi pe ultimele nivele ale straturilor V, VI sau VII.

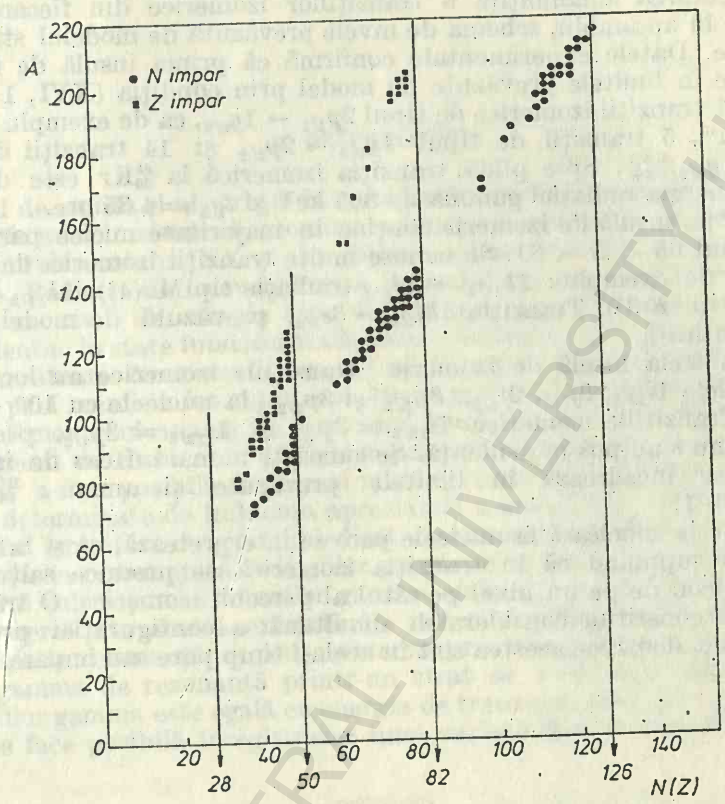


Fig. XVI—4. — Distribuţia izomerilor nucleari la nucleele cu A impar (insulele de izomerie).

Răspîndirea neuniformă, grupată în insule, a fenomenului de izomerie nucleară la nucleele impare, în conformitate cu prevederile modelului straturilor nucleonice, este bine confirmată de datele experimentale [1]. Într-adevăr, nu s-a constatat izomerie nucleară la nucleele cu număr de neutroni sau protoni înaintea numerelor magice 2, 8, 20, 28, deoarece în straturile I — IV nu există perechi izomerice. De asemenea, regularităţile constatate în ordinea de ocupare a straturilor cu neutroni şi protoni, se reflectă în numărul izomerilor nucleari la nucleele par-impare şi impar-pare din cele trei insule de izomerie. Astfel, în prima insulă, numărul nucleelor par-impare şi impar-pare este aproximativ acelaşi, deoarece structura straturilor neutronice şi protonice este identică, în timp ce în a doua şi a treia insulă, numărul nucleelor izomerice par-impare este mult mai

[1] Descoperirea insulelor de izomerie a constituit prima dovadă a existenţei unei legături strînse între structura în straturi a nucleului şi izomeria nucleară.

mare decît numărul nucleelor izomerice impar-pare, ca urmare a faptului că în straturile VI și VII, succesiunea nivelelor protonice este diferită de succesiunea nivelelor neutronice.

Cercetarea amănunțită a tranzițiilor izomerice din fiecare insulă confirmă, în ansamblu, schema de nivele prevăzută de modelul straturilor nucleonice. Datele experimentale confirmă că prima insulă de izomerie se întinde în limitele prevăzute de model prin condiția (XVI, 1—1). Se cunosc 11 tranziții izomerice de tipul $2p_{1/2} \to 1g_{9/2}$, ca de exemplu : ${}^{85}_{36}\mathrm{Kr}^{m}$, ${}^{85}_{38}\mathrm{Sr}^{m}$, ${}^{87}_{38}\mathrm{Sr}^{m}$, 5 tranziții de tipul $1g_{9/2} \to 2p_{1/2}$ și 14 tranziții de tipul $2p_{1/2} \rightleftharpoons (1g_{9/2})^{3,5,7}_{7/2+}$. Spre pildă, tranziția izomerică la ${}^{85}_{36}\mathrm{Kr}$ este de tipul M(4) cu energia radiației gamma de 305 keV și $t_{1/2} = 4{,}35$ ore.

A doua insulă de izomerie conține în majoritate nuclee par-impare în domeniul $65 < N < 81$. Se cunosc multe tranziții izomerice de diferite tipuri, ca de exemplu : $1h_{11/2} \to 2d_{3/2}$ (radiație tip M (4)), $1h_{11/2} \to 2\,d_{5/2}$ (radiație tip $E(3)$). Tranziția $1h_{11/2} \to 3s_{1/2}$, prevăzută de model, nu a fost identificată.

În a treia insulă de izomerie tranzițiile izomerice au loc numai între nivelele $1i_{13/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ și $3p_{1/2}$, la nucleele cu $100 < N < 126$. Tranzițiile izomerice $1i_{13/2} \rightleftharpoons 3p_{3/2}$ și $1i_{13/2} \rightleftharpoons 3p_{1/2}$, prevăzute în model, nu s-au pus în evidență. Se cunoaște numai un caz de izomerie care nu se încadrează în limitele prevăzute și anume : ${}^{211}_{84}\mathrm{Po}$ cu $N = 126 + 1$.

Izomeria nucleară la nucleele pare se interpretează, ca și la nucleele impare, presupunînd că în tranziția izomerică se produce saltul unui singur nucleon de pe un nivel pe altul al perechii izomerice. O trăsătură specifică o constituie considerarea simultană a configurației protonice și neutronice, deoarece acestea sînt în același timp pare sau impare.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XVII

ABSORBȚIA ȘI ÎMPRĂȘTIEREA LA REZONANȚĂ A RADIAȚIILOR GAMMA. EFECTUL MÖSSBAUER

1. GENERALITĂȚI

Procesul de emisie și absorbție la rezonanță a radiațiilor electromagnetice de energie mică în sistemele atomice, a fost pus în evidență de către Wood, la începutul secolului XX și este bine fundamentat de teoria spectrelor atomice. Radiația de frecvență dată ν, emisă de un atom în stare excitată la un nivel de energie bine determinat, poate fi absorbită de un atom identic, în stare fundamentală, care este excitat la un nivel de energie corespunzătoare frecvenței ν a radiației emise. Dezactivarea atomului excitat prin reemisia fotonului, constituie procesul de împrăștiere la rezonanță. Fenomenul analog de rezonanță nucleară la sistemele nucleare a fost sugerat de Kuhn [1] în 1929, dar punerea în evidență pe cale experimentală a fost posibilă după mai mult de două decenii, datorită dificultăților determinate de influența apreciabilă a energiei de recul transferate nucleului emițător, care a împiedicat realizarea condiției de rezonanță. Absorbția la rezonanță a radiațiilor gamma este un proces de excitare a nucleului sub acțiunea fotonilor gamma emiși de aceste nuclee, prin trecere inversă din starea excitată în starea fundamentală. Procesul de absorbție la rezonanță se poate observa prin cercetarea penetrării radiațiilor gamma de rezonanță printr-un strat de substanță. Dacă energia radiațiilor gamma este egală cu energia de tranziție, absorbția crește brusc, ceea ce face posibilă înregistrarea unei variații foarte mici de energie în

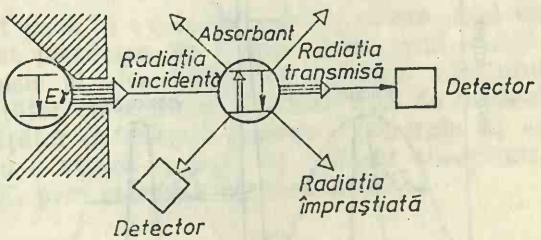


Fig. XVII — 1. — Schema experimentului pentru măsurarea absorbției și împrăștierii la rezonanță.

apropierea valorii de rezonanță. Schema generală a unei instalații pentru măsurarea absorbției și împrăștierii la rezonanță, este prezentată în figura XVII—1.

La emisia unui foton, cu impulsul $\frac{E_\gamma}{c}$, de către un atom sau un nucleu liber, după legea conservării impulsului, acesta va primi un impuls

[1] W. Kuhn, *Phil. Mag.*, **8**, 625 (1929).

de recul Mv_r, unde viteza de recul v_r, este: $v_r = \frac{E_0}{M \cdot c}$. Energia de recul ε_r, care este cedată atomului (nucleului) prin emisia fotonului, este dată de relația (XV, 1—2):

$$\varepsilon_r = \frac{1}{2} M v_r^2 = \frac{E_0^2}{2M \cdot c^2}$$

Dacă energia de tranziție E_0 este diferența dintre energia stării inițiale și finale, $E_0 = E_i - E_f$, energia fotonului emis va fi:

$$E_{\gamma,\,\text{emisie}} = E_0 - \varepsilon_r = E_0 - \frac{E_0^2}{2M \cdot c^2} \qquad \text{(XVII,1—1)}$$

și în mod corespunzător, energia fotonului absorbit trebuie să crească cu mărimea energiei de recul ε_r:

$$E_{\gamma,\,\text{abs.}} = E_0 + \frac{E_0^2}{2M \cdot c^2} \qquad \text{(XVII, 1—2)}$$

Astfel, efectul fenomenului de recul este introducerea unei diferențe $2\,\varepsilon_r$ între energia fotonului emis și absorbit în procesul de rezonanță, după cum se poate vedea în figura XVII—2. Într-un sistem atomic, unde ener-

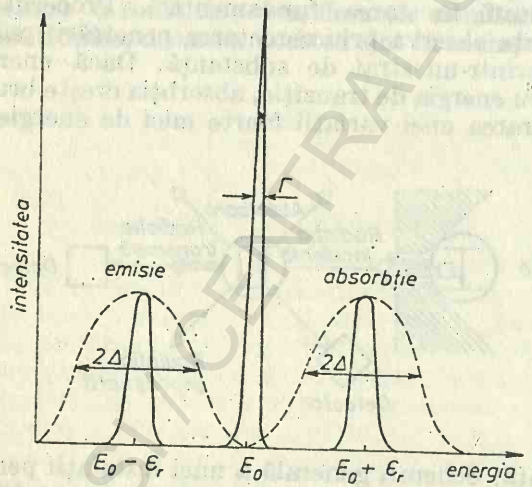


Fig. XVII—2. — Efectul energiei de recul ε_r asupra fenomenului de rezonanță.

gia de tranziție electronică este mică, dacă se ia, spre exemplu, $E_0 = 5$ eV, pentru un atom cu $A = 100$, rezultă pentru energia de recul, $\varepsilon_r = 2{,}7 \cdot 10^{-10}$ eV, care este mult mai mică decît lărgimea liniei, $\Gamma = 6{,}6 \cdot 10^{-8}$ eV, calculată după relația (XV, 1—4), dacă se ia pentru viața medie τ o valoare de $\sim 10^{-8}$ s. Ca urmare, în spectrele optice linia de emisie coincide cu linia de absorbție și se observă fenomenul de rezonanță. Într-un sistem nuclear, unde energia tranzițiilor nucleonice este mult mai mare, la emisia

unei radiații gamma cu energia de 5 keV, pentru un nucleu cu $A = 100$, rezultă după ecuația (XV, 1—2) o energie de recul egală cu $2{,}7 \cdot 10^{-4}$ eV, care este mult mai mare decît lărgimea liniei Γ. Din această cauză, linia de emisie nu se suprapune peste linia de absorbție și fenomenul de rezonanță gamma nucleară nu se poate observa. Datorită mișcării termice a atomilor din emițător și absorbant, are loc o lărgire a liniilor, cunoscută ca lărgire termică. Aceasta este indicată în figura XVII—2 prin linia punctată. Lărgirea termică a liniei Δ, crește cu temperatura după relația :

$$\Delta = \frac{E_0}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M}} \qquad \text{(XVII, 1—3)}$$

Pentru orientare, în tabloul XVII—1 se indică valorile mărimilor ε_r, Δ și Γ pentru radiațiile electromagnetice de diferite energii emise de atom și nucleu. Se observă că rezonanța atomică se poate pune în evidență

TABLOUL XVII—1

Valori ale mărimilor ε_r, Δ și Γ pentru cîteva radiații electromagnetice

Sistemul radiant	λ (cm)	E_0	Γ(eV)	2 Δ(eV) la 300°K	2 ε_r(eV)
Atomul de sodiu	$5{,}89 \cdot 10^{-5}$	2,11 eV	$4{,}5 \cdot 10^{-8}$	$6{,}6 \cdot 10^{-6}$	$2{,}1 \cdot 10^{-10}$
Nucleul ^{193}Hg	$3 \cdot 10^{-10}$	412 keV	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	0,4	0,92
Nucleul ^{57}Fe	$8{,}6 \cdot 10^{-9}$	14,4 keV	$4{,}6 \cdot 10^{-9}$	0,02	0,004

ușor deoarece $\varepsilon_r \ll \Gamma$ și de asemenea $\varepsilon_r \ll \Delta$. În rezonanța nucleară $\varepsilon_r \gg \Gamma$, iar în unele cazuri $\varepsilon_r > \Delta$, și de aceea fenomenul se poate observa numai în anumite condiții.

Rezonanța nucleară a fost pusă în evidență pentru prima dată de către Moon [1], care a compensat pierderea de energie prin recul —obținînd acoperirea liniilor de emisie și absorbție — cu ajutorul efectului Doppler, deplasînd nucleul emițător cu o anumită viteză față de nucleul absorbant. Dacă un nucleu emițător de radiații gamma cu energia E_0 se deplasează înainte și înapoi, cu o viteză v, față de nucleul absorbant, variația în energia radiației ΔE, prin efectul Doppler este :

$$\Delta E = E_0 \cdot \frac{v}{c} \qquad \text{(XVII, 1—4)}$$

Rezonanța nucleară se realizează dacă ΔE compensează energia de recul $2\varepsilon_r$:

$$E_0 \cdot \frac{v}{c} = \frac{E_0^2}{M \cdot c^2} \qquad \text{(XVII,1—5)}$$

[1] P. Moon, *Proc. Phys. Soc., Lond.*, **64**, 76 (1951).

Din relația (XVII, 1—5) rezultă mărimea vitezei cu care trebuie să se deplaseze sursa față de absorbant sau împrăștietor, pentru a se realiza condiția de rezonanță:

$$v = \frac{E_0}{M \cdot c} \qquad \text{(XVII, 1—6)}$$

În experiențele sale, Moon a utilizat ca nucleu emițător, izomerul $^{198}Hg^{m}$ care rezultă din dezintegrarea beta a izotopului ^{198}Au:

$$^{198}Au \rightarrow {}^{198}Hg^{m} + \beta^{-}; \; {}^{198}Hg^{m} \rightarrow {}^{198}Hg\,(10\%) + \gamma\,(412\ keV)$$

Abundența izotopică a izotopului stabil ^{198}Hg este de 10 %. Conform relației (XV, 1—2) la energia de 412 keV a fotonilor emiși, energia de recul este de 0,92 eV. Pentru compensarea acesteia viteza de deplasare a sursei, după ecuația (XVII, 1—6) trebuie să fie $6{,}9 \cdot 10^4$ cm/s (viteza maximă care se poate realiza într-o ultracentrifugă). În dispozitivul experimental, sursa de radiații gamma este plasată pe marginea unui disc care se rotește cu viteză variabilă. Fenomenul de rezonanță nucleară s-a studiat măsurînd variația intensității radiației împrăștiate, utilizînd Hg ca împrăștietor, în funcție de viteza de rotație a sursei, raportată la intensitatea radiației împrăștiate cînd împrăștietorul este Pb, la care nu se produce împrăștierea la rezonanță. S-a constatat că intensitatea radiației împrăștiate la rezonanță este maximă pentru $v = 6{,}9 \cdot 10^4$ cm/s, la care corespunde $2\varepsilon_r = 0{,}92$ eV, conform relației (XVII, 1—5).

Pentru compensarea pierderii de energie pentru recul, este posibilă și ridicarea temperaturii sistemului pînă la $\sim$ 1200°C, prin care, conform relației (XVII, 1—3), este lărgită linia de emisie și de absorbție, care se suprapun într-o anumită măsură. Datorită distribuției maxwellienea vitezelor, această metodă este mai puțin sensibilă.

2. EMISIA ȘI ABSORBȚIA RADIAȚIILOR GAMMA LA REZONANȚĂ, FĂRĂ RECUL. EFECTUL MÖSSBAUER

După cum rezultă din tabloul XVII—1, lărgirea termică Δ, a liniei este comparabilă ca mărime cu lărgimea de recul ε_r, la temperatura camerei. În scopul studierii influenței lărgirii termice a liniei asupra realizării fenomenului de rezonanță nucleară, Mössbauer[1] a scăzut temperatura sursei și a țintei (absorbant sau împrăștietor) pentru a diminua numărul de procese de absorbție la rezonanță, utilizînd izotopul ^{191}Ir care emite o radiație gamma cu energia de 129 keV ($\varepsilon_r \simeq 0{,}047$ eV; $\Delta \simeq 0{,}1$ eV la 300°K). Rezultatul observat a fost contrar așteptărilor indicate de teoria clasică: la temperaturi joase, unde $\Delta < \varepsilon_r$, intensitatea radiației

[1] R. Mössbauer, *Z. für Physik*, 151, 124 (1958).
Pentru consultare: H. Frauenfelder, „The Mössbauer Effect", Benjamin Inc., 1962; G. Wertheim, „Mösbauer Effect. Principles and Applications", Acad. Press., 1964; D. Barb, „Efectul Mössbauer și aplicațiile sale", Edit. Academiei, București, 1972.

gamma împrăștiate la rezonanță de către Ir (raportată la împrăștierea de către Pt) a crescut foarte mult. Aceasta înseamnă că absorbția la rezonanță a radiațiilor gamma crește puternic la temperaturi joase.

Pentru interpretarea acestui fenomen, Mössbauer aplică teoria împrăștierii coerente a radiațiilor X (împrăștierea Rayleigh și împrăștierea Bragg) și teoria emisiei radiației gamma în urma capturii la rezonanță a neutronilor lenți în cristale (împrăștierea neutronilor lenți în cristale[1]). Calculul energiei de recul ε_r s-a efectuat presupunînd că nucleul, care emite sau absoarbe fotonii, se află în stare liberă, ceea ce este valabil pentru gaze și lichide. În solide însă, atomii sînt legați într-o rețea cristalină bine determinată. Mössbauer a arătat că dacă nucleele sursei de radiații gamma și ale țintei sînt legate într-un solid, adică aparțin unei rețele cristaline, la temperaturi scăzute față de temperatura Debye a cristalului, este posibilă tranziția nucleară fără variația energiei cristalului, deoarece energia de recul se repartizează rețelei cristaline ca un întreg. Ca urmare, energia pierdută prin recul se micșorează apreciabil sau chiar este anulată, astfel că procesul de emisie și absorbție se produce fără pierderi de energie prin recul și este posibil fenomenul de rezonanță nucleară cu valoare maximă a secțiunii eficace de absorbție sau de împrăștiere. În acest caz, în expresia (XV, 1—2) care dă energia de recul, M devine masa întregului cristal, care fiind foarte mare față de masa unui nucleu, reduce considerabil pe ε_r. (De exemplu, pentru un cristal cubic de fier cu latura de 1 mm, $M \simeq \simeq 10^{20}$, ceea ce reduce energia de recul la aproximativ 10^{-24}eV). O imagine sugestivă a fenomenului de emisie a radiației gamma fără recul este redată în figura XVII—3.

Teoria emisiei și absorbției (împrăștierii) la rezonanță a radiațiilor gamma de către nucleele legate într-un corp solid, a fost stabilită de Lipkin[2] — utilizînd modelul corpului solid elaborat de Einstein — care a calculat probabilitatea de emisie a radiațiilor gamma „fără recul". Înainte de a reda succint, în mod calitativ, esența acestei teorii, să prezentăm două

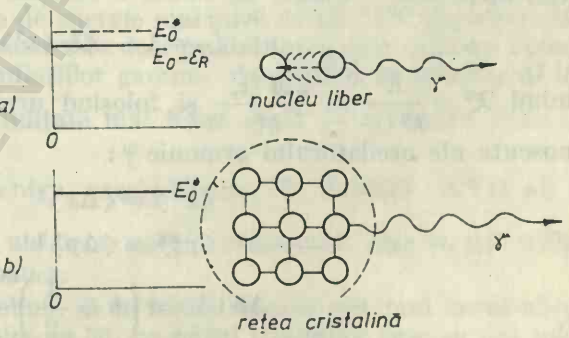


Fig. XVII — 3. — Reprezentarea emisiei gamma fără recul. *a*) Emisia cu recul a unui foton de energie $E_0-\varepsilon_r$; *b*) emisia fără recul a unui foton de energie E_0.

cazuri diferite care pot avea loc într-un solid. Dacă energia de recul este mai mare decît energia de legătură a atomului în rețeaua cristalină (de aproximativ 15 ÷ 30 eV) este posibilă expulzarea acestuia din rețea. O energie de recul de această mărime se poate realiza numai dacă energia

[1] W. Lamb, *Phys. Rev.*, **55**, 190 (1939).
[2] H. Lipkin, *Ann. Phys.*, **9**, 332 (1960).

fotonilor emişi este de cel puţin 1 MeV. Efectul Mössbauer se observă cînd energia fotonilor emişi este mai mică de ~ 150 keV şi de aceea acest proces nu se produce. Dacă energia de recul este mai mică decît energia de deplasare a atomului din reţeaua solidului, dar este mai mare decît energia fononilor, $\hbar\omega$ (energia caracteristică de vibraţie a reţelei cristaline), atomul nu mai este deplasat, iar energia de recul este absorbită de solid şi se produce excitarea vibraţiilor reţelei cristaline (excitarea şi dezexcitarea vibraţiilor reţelei cristaline se exprimă prin crearea şi anihilarea fononilor). O ultimă posibilitate — care se realizează în efectul Mössbauer, prin creşterea considerabilă a împrăştierii fotonilor la temperaturi joase, — este ca energia de recul ε_r să fie mai mică decît energia fononilor (ordinul de mărime este 10^{-2} eV) $\hbar\omega$:

$$\varepsilon_r < \hbar\omega \qquad \text{(XVII,2—1)}$$

În acest caz, impulsul[1] cuantelor gamma este transferat reţelei cristaline fără a fi excitată starea de vibraţie. Tranziţiile radiative care au loc în nucleele legate în reţeaua cristalină nu sînt însoţite de crearea sau anihilarea de fononi şi de aceea tranziţiile radiative nucleare „fără recul" se numesc tranziţii zero-fononice. Din tratarea problemei conservării energiei şi impulsului în efectul Mössbauer (în care are loc transferul de impuls la reţeaua cristalină fără transfer de energie), se obţine o expresie generală pentru probabilitatea proceselor de emisie a radiaţiilor gamma f_M, care au loc fără excitarea reţelei :

$$f_M = \exp\left[-\mathcal{K}^2 \cdot \langle x^2\rangle\right] \qquad \text{(XVII,2—2)}$$

unde : $\mathcal{K} = \dfrac{E}{\hbar \cdot c}$ şi $\langle x^2\rangle$ reprezintă componenta mediei pătratice a amplitudinii de vibraţie a nucleului în direcţia de emergenţă a fotonilor. Dacă $\mathcal{K}^2 \cdot \langle x^2\rangle \ll 1$, expresia (XVII, 2—2) se poate dezvolta în serie şi devine :

$$f_M = 1 - \mathcal{K}^2 \cdot \langle x^2\rangle \qquad \text{(XVII,2—3)}$$

Punînd $\mathcal{K}^2 = \dfrac{E^2}{\hbar^2 \cdot c^2} = \dfrac{2M \cdot \varepsilon_r}{\hbar^2}$ şi folosind următoarele proprietăţi bine cunoscute ale oscilatorului armonic[2] :

$$\langle x^2\rangle = \langle \Delta x\rangle^2$$

$$\langle p^2\rangle = \langle \Delta p\rangle^2$$

$$\Delta p \cdot \Delta x = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \hbar$$

$$\frac{\langle p^2\rangle}{2M} = \frac{1}{2} E_{\text{total}} = \frac{1}{2}\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \qquad \text{(XVII,2—4)}$$

---

[1] Considerînd că impulsul este transmis reţelei cristaline cu viteza sunetului, se estimează că în intervalul de timp egal cu viaţa medie a izotopului ^{57}Fe sînt antrenate în procesul fără recul aproximativ $3 \cdot 10^8$ nuclee învecinate.

[2] L. Schiff, „Quantum Mechanics", New York, 1949, p. 60.

unde n este numărul cuantic de vibrație, se obține următoarea expresie pentru f_M:

$$f_M = 1 - \frac{\varepsilon_r}{\hbar\omega}(1-2n) \qquad \text{(XVII, 2—5)}$$

În cazul limită, al temperaturilor joase, cînd $n = 0$ relația (XVII, 2—5) se reduce la:

$$f_M = 1 - \frac{\varepsilon_r}{\hbar \cdot \omega} \qquad \text{(XVII, 2—6)}$$

care exprimă probabilitatea de emisie a radiațiilor gamma fără recul. Relația (XVII, 2—5) arată de asemenea că probabilitatea proceselor fără recul descreşte cu creşterea temperaturii deoarece se măreşte energia totală E_{total}, deci şi numărul cuantic n.

Prima demonstrație directă a absorbției radiației gamma la rezonanță, fără recul, a fost făcută de Mössbauer [1], răcind sursa şi absorbantul la 88°K, prin care este redusă mişcarea termică a reţelei cristaline. Utilizînd ca sursă de radiație ^{191}Ir, cu energia de 129 keV, a putut determina lărgimea naturală a liniei, $\Gamma = 4{,}6 \cdot 10^{-9}$ eV. La viteză relativă zero, liniile de emisie şi de absorbție pentru tranziția fără recul, se suprapun perfect, avînd ca rezultat un maxim de absorbție pronunțat, foarte îngust, cu lărgimea egală cu lărgimea naturală Γ, aşa cum se poate vedea în figura XVII—2. Deoarece lărgirea termică a liniei este suprimată în aceste condiții de lucru, fiind observată numai lărgimea naturală, se pot măsura variații foarte mici de energie a fotonilor, pentru viteze relative de mişcare a sursei foarte mici. De exemplu, în cazul iridiului (figura XVII—4*b*) la o viteză de mişcare a sursei de numai 1 mm/s, se poate pune în evidență o variație de energie mai mică de 10^{-5} eV. Caracteristica esențială a efectului Mössbauer este deci posibilitatea de a măsura variații foarte mici de energie a radiațiilor gamma (de ordinul de mărime al lărgimii naturale) cu o sensibilitate mai bună decît $\frac{\Gamma}{E_0}$. (Pentru ^{191}Ir, se obține $\frac{\Gamma}{E_0} = 3 \cdot 10^{-11}$). Pentru exemplificare, în tabloul XVII—2 se indică cîteva caracteristici ale unor izotopi radioactivi care se pot utiliza la studiul efectului Mössbauer.

Condițiile pe care trebuie să le îndeplinească sistemul sursă-absorbant, limitează puternic, pînă la 30, numărul izotopilor care se pot folosi pentru evidențierea efectului Mössbauer. Dintre acestea se menționează: energia mică a fotonilor (pînă la 150 keV), tranziția radiativă să conducă la un nucleu stabil în stare fundamentală, care să aibă o abundență suficient de mare pentru a permite măsurarea absorbției la rezonanță, timpul de înjumătățire al izotopului radioactiv generator din care rezultă emiță-

[1] R. Mössbauer, *Naturwiss.*, 45, 538 (1958); *Z. Naturforsch.*, 14a, 211 (1959).

torul gamma să fie suficient de lung pentru a asigura o bună statistică a măsurătorilor de activitate, probabilitate mică de producere a unor efecte secundare ca efectul fotoelectric și conversia internă.

TABLOUL XVII–2

Caracteristicile unor izotopi radioactivi utilizați pentru observarea efectului Mössbauer

Izotopul	E_0(keV)	$t_{1/2}$(s)	Γ (eV)	Fracțiunea de energie absorbită, fără recul	
				300°K	4° K
^{57}Fe	14,4	10^{-7}	$4,5 \cdot 10^{-9}$	0,7	0,9
^{119}Sn	23,8	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	0,05	0,71
^{197}Au	77,0	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	10^{-4}	0,20
^{169}Tm	8,4	$4 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	0,7	0,95
^{67}Zn	93	10^{-5}			
^{191}Ir	129	$1,3 \cdot 10^{-8}$			

Schema dispozitivului experimental pentru observarea efectului Mössbauer este prezentată în figura XVII–4*a*. Sursa și absorbantul se răcesc cu ajutorul unui criostat. Prin rotirea sursei într-un anumit sens, aceasta se apropie de absorbant cu viteza v, iar prin rotirea sursei în sens

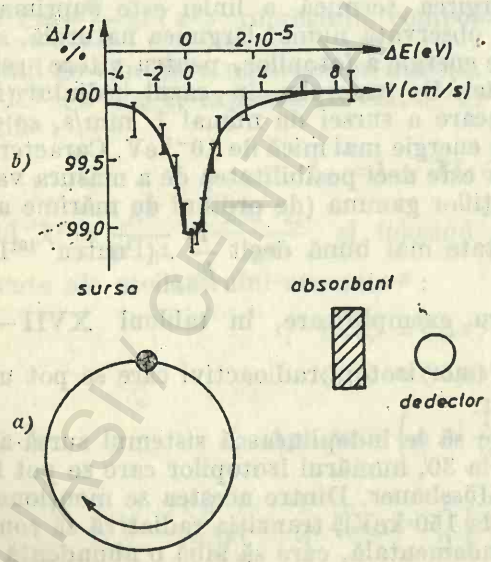


Fig. XVII–4. — Efectul Mössbauer. *a*) Schema dispozitivului de măsură; *b*) curba de absorbție pentru ^{191}Ir^{m}.

invers, se îndepărtează de absorbant cu viteza v. În diagrama din figura XVII–4*b*, pe abscisă se reprezintă viteza de rotație a sursei într-un sens sau celălalt, pentru care corespunde o creștere sau micșorare a energiei

radiațiilor gamma. Pe ordonată se înscrie intensitatea relativă a absorbției la rezonanță. Mult utilizat în cercetări este izotopul radioactiv ^{57}Co, care se încorporează în oțel inoxidabil. Prin dezintegrarea acestuia, conform schemei prezentate în figura XVII—5, rezultă $^{57}Fe^{m}$ care emite radiații gamma de 14,4 keV. La timpul de înjumătățire $t_{1/2} = 1{,}4 \cdot 10^{-7}$ s,

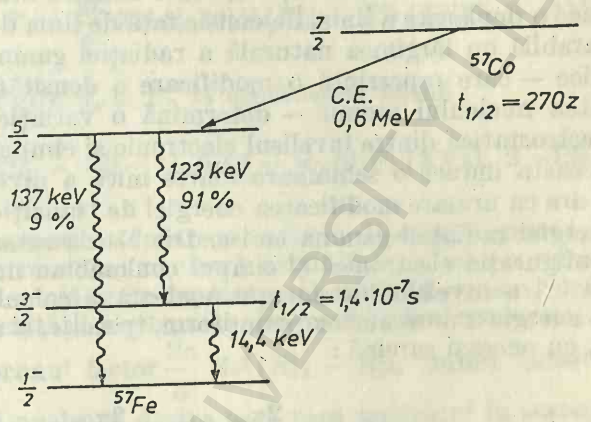


Fig. XVII — 5. — Schema de dezintegrare $^{57}Co \rightarrow {}^{57}Fe$.

corespunde o lărgime a liniei $\Gamma = 5 \cdot 10^{-9}$ eV, din care rezultă o eroare relativă: $\frac{\Gamma}{E_0} = \frac{5 \cdot 10^{-9}}{14{,}4 \cdot 10^{3}} \cong 3 \cdot 10^{-13}$. În calitate de absorbant se folosește fierul natural, îmbogățit în izotopul stabil ^{57}Fe, sub forma unei foițe subțiri ($\sim$3 mg/cm^2) pentru a diminua absorbția radiațiilor gamma prin efectul fotoelectric.

Precizia înaltă cu care se poate măsura variația energiei fotonilor prin metoda absorbției la rezonanță fără recul, permite utilizarea acesteia pentru punerea în evidență și studiul unor efecte extrem de fine ca: determinarea momentelor magnetice de dipol și a momentelor electrice de cuadrupol ale stărilor nucleare excitate. Dintre numeroasele aplicații în domeniul fizicii (fizica nucleară, fizica corpului solid), se menționează demonstrația, în condiții de laborator, a deplasării frecvenței fotonilor în cîmpul gravitațional, fenomen prevăzut de teoria relativității generalizate a lui Einstein. Dacă sursa și absorbantul sînt dispuși pe verticală la o distanță h unul față de altul, variația relativă de energie $\frac{\delta E}{E}$, determinată de interacția fotonilor cu cîmpul gravitațional este dată de relația:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{g \cdot h}{c^2} \qquad \text{(XVII, 2—7)}$$

unde g este accelerația gravitațională. După cum sursa se află deasupra sau dedesubtul absorbantului, se înregistrează creșterea sau scăderea

energiei fotonului. De exemplu, pentru o distanță $h = 30$ m, conform relației (XVII, 2—7) se înregistrează o creștere relativă de $3 \cdot 10^{-15}$.

Deplasarea izomerică (chimică). Spectrul Mössbauer, care redă absorbția în funcție de viteză, este simetric în jurul valorii de zero a vitezei (figura XVII—4*b*), dacă sursa și absorbantul se găsesc în stare fizică și chimică identică. Diferența de stare chimică între sursă și absorbant, produce o deplasare a liniei de emisie față de linia de absorbție, care este comparabilă cu lărgimea naturală a radiației gamma. Schimbarea stării chimice — care reprezintă o modificare a densității de electroni în vecinătatea nucleului atomic — determină o variație a energiei de interacție electrostatică dintre învelișul electronic și cîmpul coulombian al nucleului. Aceasta induce o schimbare foarte mică a nivelelor de energie nucleară și are ca urmare modificarea energiei de tranziție (figura XVII—6), deci a energiei radiației gamma emise. Din teoria interacției electrostatice între configurația electronică și cîmpul coulombian nuclear, deplasarea electrostatică a nivelelor de energie nucleară se calculează[1] evaluînd diferența de energie a unui nucleu punctiform, ipotetic, și a unui nucleu real de rază R, cu aceeași sarcină :

$$\delta E = -\frac{2\pi}{5} Ze\rho R^2 = \frac{2\pi}{5} Ze^2 \cdot |\psi(0)|^2 R^2 \qquad \text{(XVII, 2—8)}$$

unde $|\psi(0)|^2$ este densitatea de probabilitate a electronului în starea s la centrul nucleului ($R = 0$). Deoarece în diferite stări de excitare nucleul are raze diferite, variația de energie a fotonului emis, datorită interacției

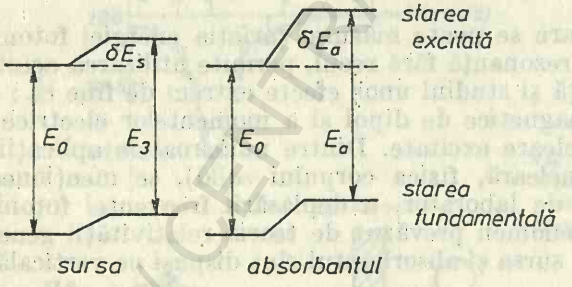


Fig. XVII — 6. — Deplasarea izomerică.

electrostatice electron-nucleu este dată de diferența dintre doi termeni de forma (XVII, 2—8) în care intră $R_{ex.}$ și R_f, raza nucleului în stare excitată și în stare fundamentală :

$$\delta E_{ex.} - \delta E_f = \frac{2\pi}{5} Ze^2 |\psi(0)|^2 (R_{ex.}^2 - R_f^2) \qquad \text{(XVII, 2—9)}$$

---

[1] G. Wertheim și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 98 (1961) ; D. Benedetti și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 60 (1961) ; A. Bodmer, *Nucl. Phys.*, **21**, 347 (1960).

Pentru sistemul sursă-absorbant, după cum se poate vedea din figura XVII—6, energiile de tranziție E_S, pentru sursă, și E_a, pentru absorbant, sînt :

$$E_S = E_0 + \delta E_S = E_0 + \frac{2\pi}{5} Ze^2 |\psi_S(0)|^2 (R_{ex.}^2 - R_f^2) \quad \text{(XVII, 2—10)}$$

$$E_a = E_0 + \delta E_a = E_0 + \frac{2\pi}{5} Ze^2 |\psi_a(0)|^2 (R_{ex.}^2 - R_f^2) \quad \text{(XVII, 2—11)}$$

Diferența de energie D.I., dintre E_a și E_S ia următoarea formă :

$$\text{D.I.} = E_a - E_S = \frac{2\pi}{5} Ze^2 (R_{ex.}^2 - R_f^2) \cdot \{|\psi_a(0)|^2 - |\psi_S(0)|^2\} \quad \text{(XVII, 2—12)}$$

și se denumește deplasare izomerică (deoarece variația de energie provine din schimbul de energie dintre starea nucleară excitată, care este o stare izomerică și starea fundamentală) sau deplasare chimică (deoarece este determinată de variația densității electronice din vecinătatea nucleului). În ecuația (XVII, 2—12) primul factor $\frac{2\pi}{5} Ze^2 (R_{ex.}^2 - R_f^2)$, numit factor nuclear, conține parametrii nucleari, dintre care raza nucleului în starea izomerică și în starea fundamentală, iar al doilea factor $|\psi_a(0)|^2 - |\psi_S(0)|^2$, numit factor atomic, conține densitatea electronică la nucleu și este un parametru chimic care determină starea de valență a atomului.

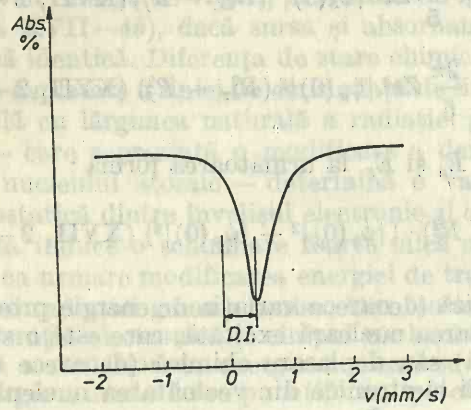
Mărimea deplasării izomerice este de ordinul $10^{-6} \div 10^{-7}$ eV și se poate pune în evidență cu ajutorul spectroscopiei Mössbauer.

În practică, variația de energie se exprimă prin viteza relativă imprimată unei surse standardizate pentru a realiza absorbția la rezonanță într-un anumit absorbant în stare staționară. În funcție de starea chimică a sistemului sursă-absorbant, viteza necesară pentru rezonanță se plasează la dreapta sau la stînga punctului de zero. Pentru exemplificare, în figura XVII—7*a* se prezintă deplasarea izomerică în spectrul Mössbauer pentru sistemul sursă : ^{57}Co încorporat în crom — absorbant : fericianură, iar în figura XVII—7*b*, este expus spectrul pentru sistemul sursă : $^{119}SnO_2$ — absorbant : SnH_4 la 78°K (peliculă cu grosimea de 50 microni). Curba punctată reprezintă spectrul pentru SnO_2 în care sursa este $^{119}SnO_2$, la temperatura camerei.

Pentru evaluarea precisă a mărimii deplasării izomerice, care să permită o interpretare corectă a spectrelor, se utilizează surse și absorbanți în diferite stări chimice etalon[1], evitînd astfel numeroase erori introduse de condițiile variabile de prelucrare și obținere a acestora. Așa de exemplu, sursa de ^{57}Co se încorporează în diferite matrice ca : oțel inoxidabil de diferite sorturi, cupru, crom, paladiu și platin, iar absorbantul ^{57}Fe se realizează sub forma mai multor stări chimice standard : fier metalic, combinații complexe de forma : $K_4[Fe(CN)_6] \cdot 3\ H_2O$, $Na_2[Fe(CN)_5NO] \cdot 2H_2O$.

[1] „Mössbauer Effect Methodology", Ed. I. GRUVERMAN, Plenum Press, 1965.

Spectroscopia Mössbauer are numeroase aplicații în chimie[1], aducînd contribuții substanțiale la rezolvarea multor probleme din domeniile: natura legăturii chimice, structura și simetria moleculelor, cinetica chimică și mecanismul reacțiilor chimice, chimia corpului solid, mecanismul



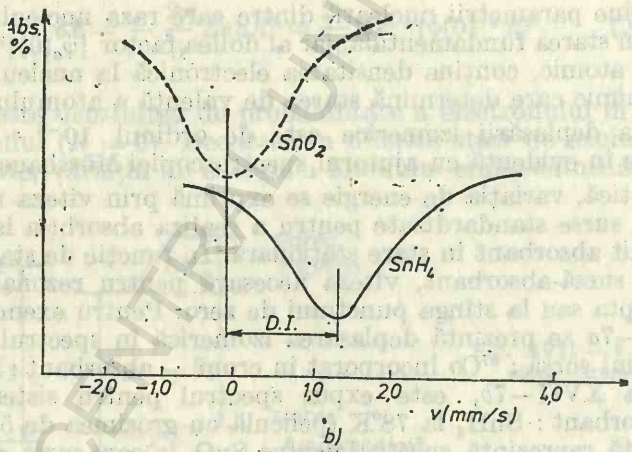


Fig. XVII — 7. — Spectre Mössbauer. *a*) Deplasarea izomerică în sistemul sursă: ^{57}Co incorporat în crom — absorbant: fericianură; *b*) deplasarea izomerică în sistemul sursă: $^{119}SnO_2$ — absorbant: SnH_4 la 78°K.

transformărilor chimice asociate reacțiilor nucleare. Un exemplu din domeniul legăturii chimice este oferit de spectrul sistemului sursă: ^{119}Sn metalic — absorbant: $SnCl_4$, din a cărui interpretare s-a tras concluzia că staniul are o anumită tendință de a ceda electroni, deci în $SnCl_4$ există legătura ionică $Sn^{4+} - Cl^-$.

[1] E. Fluck, „The Mössbauer Effect and Its Applications in Chemistry", Van Nostrand, 1964; R. Herber, „Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy"; *Ann. Rev. Phys. Chem.*, **17**, 261 (1966).

BCUA CENTRALA UNIVERSITARA LIBRARY

Secțiunea a II-a

REACȚII NUCLEARE

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XVIII

CONSIDERAȚII GENERALE ASUPRA REACȚIILOR NUCLEARE

1. DEFINIȚIE

Procesul de transformare a nucleului atomic prin interacția forțelor nucleare cu particule de mare energie se numește *reacție nucleară*. În funcție de natura particulei, de energia acesteia și de natura nucleului este posibilă o varietate largă de procese nucleare, care se disting prin mai multe trăsături specifice. În forma cea mai generală, o reacție nucleară se reprezintă prin schema:

$$a + X \rightarrow b + Y + Q \qquad \text{(XVIII, 1—1)}$$

sau, după notația prescurtată, propusă de Bothe și Fleischmann:

$$X(a, b)Y \qquad \text{(XVIII, 1—2)}$$

unde a este *particula incidentă*, X reprezintă *nucleul țintă* supus transformării nucleare prin bombardare cu particula incidentă, Y este *nucleul rezidual* (*final*) rezultat din reacția nucleară, iar b reprezintă particula emergentă. Nucleul rezidual Y poate fi stabil sau radioactiv. Nucleul radioactiv se dezintegrează, cu un anumit timp de înjumătățire, după aceleași legi ca radioactivitatea naturală. Mărimea Q reprezintă *energia de reacție*.

Particula incidentă are o masă mică ($A < 5$) în cele mai multe cazuri. Ea poate fi neutron, proton, ${}_2^4He^{2+}$, ${}_1^3H^+$, ${}_1^2H^+$ sau cuantă gamma. Multe reacții nucleare se pot iniția cu ioni grei, de masă variabilă, într-un domeniu larg: ${}^{12}C$, ${}^{14}N$, ${}^{16}O$, ${}^{22}Ne$, ${}^{48}Ca$, ${}^{54}Cr$, ${}^{136}Xe$. Prin astfel de reacții s-au obținut elementele transuraniene și superelementele[1]. Se pot realiza reacții nucleare și prin interacția unor particule elementare (mezoni, neutrini) cu nuclee diferite.

Canal de reacție. În urma procesului de ciocnire dintre particula incidentă și nucleul țintă în funcție de structura și proprietățile sistemului particulă-nucleu, care determină mecanismul de reacție, sînt posibile diferite căi de efectuare a reacției nucleare în etapa finală, care se numesc *canale de ieșire*:

$$a + X \rightarrow \begin{cases} b + Y \\ c + Z \\ d + W \end{cases} \qquad \text{(XVIII, 1—3)}$$

[1] G. Herrmann, „Superheavy-element research", în *Nature*, **280**, 523, 543 (1979).

Etapa inițială a reacției poartă numele de *canal de intrare*. În anumite cazuri sînt posibile mai multe canale de intrare. Diferitele canale de intrare și ieșire ale unei reacții nucleare se caracterizează prin stări cuantice determinate ale sistemelor particulă incidentă — nucleu țintă și particulă emergentă — nucleu rezidual.

Deosebirea esențială dintre reacțiile chimice și reacțiile nucleare este determinată de tăria diferită a forțelor de interacție ce acționează în aceste două sisteme, care imprimă o diferență foarte mare în mărimea energiei de reacție. În sistemele chimice, energia de legătură este de aproximativ 5 eV, iar energia cinetică a moleculelor, datorită agitației termice, la temperatura de 298°K, este de 0,025 eV. În sistemele nucleare, energia medie de legătură a unui nucleon este ~ 8 MeV; dacă se acceptă pentru energia cinetică medie a unui nucleon în nucleu valoarea de 10 MeV, considerînd un gaz alcătuit din nucleoni independenți, la o asemenea mărime a energiei, temperatura corespunzătoare stării de „agitație termică" atinge valori enorme de pînă la $\sim 10^{10}$°K. Ordinul de mărime al energiei unei reacții nucleare este $\sim 10^8$ kcal/mol, cu aproximativ 10^7 ordine de mărime mai mare decît energia unei reacții chimice, care este ~ 70 kcal/mol.

Desfășurarea unei reacții nucleare este dependentă de trei factori importanți:

— structura nucleului țintă,
— natura particulei incidente,
— energia particulei incidente.

Cunoașterea influenței acestor parametri ridică probleme multiple și complexe de cercetare experimentală (de exemplu: identificarea produșilor rezultați din reacție și stabilirea tipului de reacție nucleară, determinarea secțiunii eficace de reacție, studiul distribuției unghiulare a produșilor de reacție, energia și polarizarea produșilor de reacție), precum și de cercetare teoretică, în vederea stabilirii mecanismului de reacție (mecanismul formării nucleului compus și mecanismul interacției directe), apelînd la modelele de structură nucleară. O contribuție substanțială în rezolvarea unora dintre aceste probleme o aduce *chimia nucleară*[1], al cărei obiectiv este studiul structurii nucleelor stabile și radioactive și al reacțiilor nucleare cu metode de lucru specifice. Ca o disciplină de graniță între fizică și chimie, chimia nucleară este în strînsă cooperare cu fizica nucleară. Spre exemplu, fizica nucleară studiază caracteristicile fundamentale ale neutronului, iar chimia nucleară, ținînd seama de acestea, îl utilizează în transmutația elementelor libere sau în compuși chimici. Dacă fizica nucleară descrie rolul forțelor nucleare în deformarea nucleară, chimia nucleară studiază consecințele acestei deformări care se manifestă prin fisionare a unor nuclee în fragmente. În cercetarea reacțiilor nucleare, fizica nucleară stabilește expresii cantitative pentru variația secțiunii eficace de reacție cu energia particulei incidente, indicînd probabilitatea de desfășurare a reacției după un anumit canal de ieșire. Chimia nucleară, care dispune de metode de analiză de înaltă sensibilitate, printre care metodele radiochimice, identifică nucleul rezidual rezultat din reacție și determină secțiunea eficace de reacție experimentală, oferind posibilitatea de confirmare a prevederilor teoretice.

---

[1] M. Lefort, „La Chimie Nucléaire", Dunod, Paris, 1966.

Cercetarea reacțiilor nucleare prezintă o dublă importanță. În primul rînd, datele teoretice și experimentale acumulate, oferă un material bogat de cunoaștere a structurii nucleare, în special a nivelelor de energie nucleară, și permit sinteza de noi elemente chimice. În al doilea rînd, cu ajutorul reacțiilor nucleare, bine dirijate, se obține un număr mare de izotopi stabili și radioactivi cu largi aplicații în cercetare și industrie.

2. CLASIFICAREA REACȚIILOR NUCLEARE

Deoarece asupra desfășurării unei reacții nucleare influențează mai mulți parametri, clasificarea se face în funcție de natura acestora.

A. Energia particulei incidente. Reacțiile nucleare se pot clasifica în funcție de energia particulei incidente, deoarece în procesul de ciocnire dintre nucleul țintă și particula incidentă, mecanismul de reacție depinde în mod hotărîtor de domeniul de energie al acesteia din urmă.

— *Reacții nucleare la energii mici* sînt considerate acelea la care energia particulei incidente are valori de pînă la 30 MeV, depășind deci de cîteva ori energia medie de legătură a nucleonului în nucleu. În acest domeniu de energie, în urma ciocnirii particulei incidente cu nucleul țintă se formează un nucleu intermediar, cu un excedent de energie — numit nucleu compus — de ale cărui proprietăți depinde formarea produșilor de reacție. Cu neutronii se produc reacții nucleare și la energii foarte mici, într-un domeniu larg de valori, 0,5 MeV ÷ 1 keV ÷ 1 eV.

— *Reacții nucleare la energii mari.* La energii ale particulei incidente mai mari de 30 MeV pînă la aproximativ cîțiva GeV, procesul de ciocnire particulă incidentă — nucleu țintă are loc printr-un mecanism de *interacție directă* care influențează apreciabil formarea produșilor de reacție.

B. Natura particulei incidente. La ciocnirea dintre particula incidentă, sau un sistem de mai mulți nucleoni, cu un nucleu țintă, se pot produce mai multe procese, începînd cu împrăștierea elastică și terminînd cu fisiunea sau fuziunea nucleară, a căror probabilitate este dependentă de mai mulți factori.

Împrăștierea elastică. Ciocnirea elastică a unei particulei incidente a cu nucleul țintă X, are ca efect împrăștierea acestora față de direcția inițială de mișcare, fără a se modifica starea lor internă. În acest caz, particula incidentă este identică cu particula emergentă, a = b și la fel, X = Y. Procesul general (I, 1—1) devine

$$a + X \rightarrow a + X, \quad Q = 0 \qquad \text{(XVIII, 2—1)}$$

și are energia de reacție nulă, $Q = 0$. Pentru conservarea energiei sistemului, se schimbă numai energia cinetică a corpurilor care iau parte la ciocnirea elastică. Mărimea energiei cinetice transferate particulei emergente este dependentă de unghiul de împrăștiere.

Împrăștierea elastică sub acțiunea forțelor nucleare se poate produce în două moduri, în funcție de mecanismul de desfășurare. Dacă particula incidentă este împrăștiată prin ciocnire cu nucleul, la suprafața acestuia,

fără a pătrunde în interior ca să formeze un nucleu intermediar, procesul se numește *împrăștiere normală* sau *împrăștiere potențială* (*shape-elastic scattering*). Dacă particula incidentă de o anumită energie pătrunde cu mare probabilitate în nucleu, cu formarea unui nucleu intermediar (nucleul compus) și este apoi reemisă cu aceeași energie (în sistemul centrului de masă), procesul se numește *împrăștiere anomală* sau *împrăștiere de rezonanță* (*resonance scattering*). Pentru un anumit sistem, împrăștierea elastică totală este o combinație coerentă a împrăștierii potențiale cu împrăștierea de rezonanță.

Cercetarea teoretică și experimentală a împrăștierii elastice a neutronilor termici ($\sim$ 0,02 eV) și lenți ($\sim$ 1 eV) în substanțe gazoase, lichide și solide oferă informații asupra structurii acestora[1].

Împrăștierea neelastică. Procesul de interacție dintre particula incidentă și nucleul țintă prin ciocnire neelastică este de forma:

$$a + X \rightarrow a' + X^*, \quad Q = 0 \qquad \text{(XVIII, 2—2)}$$

în care particula emergentă a' este identică cu particula incidentă a, dar are energia cinetică mai mică (în sistemul centrului de masă) cu cantitatea Q care este transferată nucleului țintă X sub formă de energie de excitare, cînd rezultă nucleul rezidual în stare excitată X*. Cercetarea experimentală a împrăștierii neelastice este foarte importantă pentru determinarea nivelelor de excitare ale nucleelor bombardate. Așa de exemplu, din studiul împrăștierii neelastice a protonilor cu energia de 6,46 MeV (în sistemul centrului de masă) de către nucleele de azot:

$$p + {}^{14}N \rightarrow p' + {}^{14}N^* \qquad \text{(XVIII, 2—3)}$$

s-au pus în evidență două nivele de excitare ale nucleului $^{14}N^*$, la 2,31 și 3,95 MeV, după cum se poate vedea în figura XVIII—1. O confirmare independentă a acestor nivele a fost oferită de studiul reacției nucleare $^{13}_{6}C$ (d, n) $^{14}_{7}N^*$, la care s-a pus în evidență emisia de radiații gamma cu energia de 1,64 și 2,31 MeV.

Împrăștierea elastică este un fenomen general, care se produce la toate energiile particulelor incidente. Împrăștierea neelastică este specifică și se desfășoară numai dacă energia particulei incidente depășește energia primului nivel de excitare a nucleului ($\sim$ 0,1 $\div$ 2 MeV). Probabilitatea de împrăștiere neelastică depinde de energia particulei și de natura nucleului țintă.

I. *Reacții nucleare de rearanjare.* Sînt reacțiile reprezentate prin ecuația (XVIII, 1—1), în care particula incidentă este diferită de particula emergentă, a $\neq$ b și nucleul rezidual Y este diferit de nucleul țintă X. În funcție de natura particulei incidente acestea se pot clasifica în două grupe principale: reacții sub acțiunea neutronilor și reacții sub acțiunea particulelor încărcate. La rîndul lor, acestea se subdivid în mai multe grupe, după natura particulei emergente.

---

[1] D. Bally, „Împrăștierea neutronilor termici", Edit. Academici, București, 1966.

1. *Reacții sub acțiunea neutronilor.* Interacția neutronilor cu nucleele constituie grupa cea mai largă de procese nucleare, care au fost studiate într-un domeniu extins de energie, deoarece neutronul este un component important al nucleelor. Datorită faptului că neutronul nu are sarcină nucleară, absența barierei coulombiene în procesul de interacție, permite realizarea reacțiilor cu energii foarte mici (cu neutroni lenți și termici). Se cunosc două grupuri de reacții de rearanjare ale neutronilor.

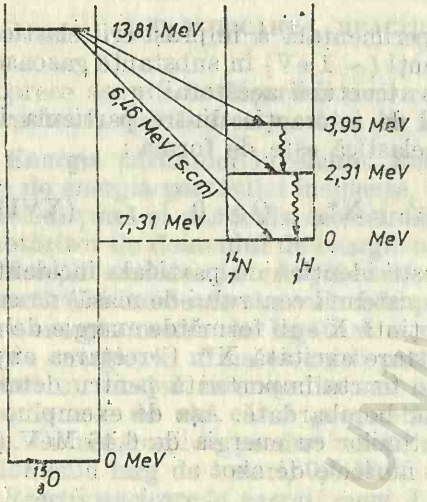


Fig. XVIII — 1. — Diagrama nivelelor de energie în împrăștierea neclastică $^{14}N(p, p')^{14}N^*$.

Reacții cu formare de protoni (n, p). La energii ale neutronilor cuprinse între 0,5 și 10 MeV au loc reacții de tipul (n, p) :

$$^{1}_{0}n + X(A, Z) \rightarrow {}^{1}_{1}p + Y(A, Z-1) \qquad (XVIII, 2-4)$$

de exemplu : $^{14}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{14}C + {}^{1}_{1}p$ și $^{32}S + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{32}P + {}^{1}_{1}p$.

Reacții cu formare de particule alfa (n, α). La energii ale neutronilor cuprinse între 0,5 și 10 MeV au loc reacții de tipul (n, α) :

$$^{1}_{0}n + X(A, Z) \rightarrow {}^{4}_{2}He + Y(A-3, Z-2) \qquad (XVIII, 2-5)$$

ca de exemplu : $^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{11}_{5}B + {}^{4}_{2}He$. Astfel de reacții se pot produce și cu neutroni termici, ca de exemplu : $^{6}_{3}Li + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{4}_{2}He$ și $^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow$ $\rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He$, care stau la baza detectorilor de neutroni termici.

2. *Reacții sub acțiunea particulelor încărcate.* Caracteristica importantă a reacțiilor nucleare induse de particulele încărcate, este prezența barierei coulombiene, pentru a cărei străpungere trebuie ca particula incidentă să aibă o energie mai mare ca să pătrundă în nucleu. Dacă sar-

cina particulei incidente este z și sarcina nucleului țintă este Z, înălțimea barierei coulombiene este dată de relația :

$$B = \frac{z Z e^2}{R} \qquad \text{(XVIII, 2—6)}$$

unde R este raza nucleului, care este dată de expresia $R = R_0 A^{1/3}$. Luînd $R_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ m, ecuația (XVIII, 2—6) devine :

$$B = 0{,}96 \cdot \frac{z \cdot Ze^2}{A^{1/3}} \qquad \text{(XVIII, 2—7)}$$

De exemplu, pentru protoni, în cîmpul coulombian al nucleului de oxigen, înălțimea barierei este ~ 3 MeV, iar în cîmpul nucleului ^{238}U este de 14,3 MeV. Pentru particulele alfa, în cazul acelorași nuclee, înălțimea barierei este dublă, adică 6 MeV și respectiv 28,6 MeV. După cum este știut, reacția nucleară poate avea loc și la energii ale particulei incidente mai mici decît înălțimea barierei coulombiene, datorită pătrunderii acesteia prin efectul de tunel.

Se cunosc mai multe tipuri de reacții nucleare sub acțiunea particulelor încărcate : reacții sub acțiunea particulelor alfa, reacții sub acțiunea protonilor, reacții sub acțiunea ionilor de tritiu, de deuteriu și reacții sub acțiunea ionilor grei.

a) *Reacții sub acțiunea particulelor alfa.* Datorită valorii mari a înălțimii barierei coulombiene, reacțiile nucleare cu particule alfa se produc la energii mari. Cu radiațiile alfa emise de izotopii radioactivi naturali ($\sim 5 \div 8$ MeV), s-au putut induce reacții nucleare cu elementele ușoare, pînă la $Z = 19$. La energii mai mari, de pînă la ~ 30 MeV (obținute prin accelerarea particulelor alfa în ciclotron) reacțiile nucleare au loc cu majoritatea elementelor pînă la cele mai grele (^{238}U).

Se cunosc două tipuri de reacții nucleare sub acțiunea particulelor alfa : reacții de forma (α, p) și (α, n). Cu mai mică probabilitate se produc reacțiile (α, γ) de exemplu reacția : ^{14}N (α, γ) ^{18}F. Desfășurarea acestor reacții este determinată de doi factori : înălțimea barierei coulombiene și mărimea energiei de legătură a particulei alfa în nucleul țintă. Se consideră că energia de excitare a nucleului care captează particula alfa, este compusă din energia de legătură și energia sa cinetică în sistemul centrului de masă. Pentru ca reacția să se producă, trebuie ca energia cinetică a particulei alfa să fie comparabilă cu înălțimea barierei de potențial coulombian. Dacă se ia pentru energia de excitare o valoare de 20 MeV, considerînd că este expulzat un proton, a cărui energie de legătură este 8 MeV, rezultă că acesta părăsește nucleul cu o energie cinetică $E_c = 20 - 8 = 12$ MeV. Deoarece înălțimea barierei coulombiene pentru proton este 10 MeV, urmează că din reacția particulei alfa cu nucleul țintă pot rezulta atît protoni, cît și neutroni.

Reacții nucleare de forma (α, n). Reacțiile nucleare de acest tip au fost stabilite de Chadwick în 1932, în decursul experiențelor pentru descoperi-

rea neutronului. Reacția cea mai cunoscută este : ${}^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}$ și constituie cea mai folosită sursă de neutroni de laborator. Ca sursă de radiații alfa se utilizează izotopii radioactivi ${}^{226}\mathrm{Ra}$ sau ${}^{210}\mathrm{Po}$.

Nucleele reziduale rezultate din reacțiile (α, n), sînt de regulă radioactive și dezintegrează prin emisie de radiații beta plus :

$$ {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{X}\,(A, Z) \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + \mathrm{Y}\,(A + 3, Z + 2) \quad \text{(XVIII, 2—8)} $$

de exemplu :

$$ \alpha + {}^{10}\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{13}\mathrm{N}\,; \; {}^{13}\mathrm{N} \xrightarrow[10\,\mathrm{min}]{\beta+} {}^{13}\mathrm{C} $$

$$ \alpha + {}^{24}\mathrm{Mg} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{27}\mathrm{Si}\,; \; {}^{27}\mathrm{Si} \xrightarrow[5\ \mathrm{s}]{\beta+} {}^{27}\mathrm{Al} $$

$$ \alpha + {}^{27}\mathrm{Al} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{30}\mathrm{P}\,; \; {}^{30}\mathrm{P} \xrightarrow[2{,}2\,\mathrm{min}]{\beta+} {}^{30}\mathrm{Si} $$

Prin reacțiile nucleare de acest tip s-au obținut izotopii radioactivi artificiali, printre care și unele elemente transuraniene : ${}^{233}_{92}\mathrm{U}$ (α, n) ${}^{241}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow{\beta^-} {}^{241}_{95}\mathrm{Am}$; ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ (α, n) ${}^{242}_{96}\mathrm{Cm}$; ${}^{241}_{95}\mathrm{Am}$ (α, n) ${}^{244}_{97}\mathrm{Bk}$. Astatinul ${}^{210}_{85}\mathrm{At}$ a fost obținut pentru prima dată printr-o reacție similară, bombardînd izotopul ${}^{209}\mathrm{Bi}$ cu radiații alfa de 29 MeV ; ${}^{209}_{83}\mathrm{Bi}$ (α, 3n) ${}^{210}_{85}\mathrm{At}$. În cîteva cazuri se pot obține izotopi stabili, de exemplu ${}^{14}\mathrm{N}$ care rezultă din reacția :

$$ {}^{11}_{5}\mathrm{B} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow [{}^{15}_{7}\mathrm{N}] \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \quad Q = 0{,}28\ \mathrm{MeV} \quad \text{(XVIII, 2—9)} $$

Folosind ${}^{14}\mathrm{N}$ ca nucleu țintă pentru reacția inversă :

$$ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [{}^{15}_{7}\mathrm{N}] \rightarrow {}^{11}_{5}\mathrm{B} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \quad Q = -0{,}28\ \mathrm{MeV} \quad \text{(XVIII, 2—9')} $$

din cercetarea ambelor reacții, care decurg prin formarea aceluiași nucleu compus ${}^{15}_{7}\mathrm{N}$, se pot determina nivelele de excitare ale acestuia.

Reacții nucleare de forma (α, p) au ecuația generală :

$$ {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{X}\,(A, Z) \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{Y}\,(A + 3,\ Z + 1) \quad \text{(XVIII, 2—10)} $$

Prima reacție a fost realizată cu nucleul de azot : ${}^{14}\mathrm{N}$ (α, p) ${}^{17}\mathrm{O}$, iar apoi cu elementele B, F, Na, Al, S ș.a., din care rezultă protoni cu un parcurs în aer mai mare de 28 cm, ceea ce dovedește energia mare a acestora.

b) *Reacții nucleare sub acțiunea protonilor* au loc după mai multe tipuri : (p, γ), (p, n), (p, α), (p, d), de forma generală :

$$ {}^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{X}\,(A, Z) \rightarrow \gamma + \mathrm{Y}\,(A + 1,\ Z + 1) \quad \text{(XVIII, 2—11)} $$

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + \mathrm{Y}(A, Z+1) \qquad \text{(XVIII, 2—12)}$$

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{Y}(A-3, Z-1) \qquad \text{(XVIII, 2—13)}$$

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{Y}(A-1, Z) \qquad \text{(XVIII, 2—14)}$$

Reacțiile nucleare de forma (p, γ) reprezintă clasa cea mai simplă de reacții nucleare induse de protoni și au o mare importanță pentru studiul structurii nucleare. Nucleul rezidual format în urma reacției este radioactiv β^+, după cum este de așteptat, deoarece conține un proton în plus față de nucleul țintă, stabil. Numai în cazuri rare rezultă un emițător β^-, de exemplu la ^{47}Sc; ^{46}Ca (p, γ) ^{47}Sc. Dintre reacțiile de acest tip se citează reacțiile ^{7}Li (p, γ) ^{8}Be și ^{27}Al (p, γ) ^{28}Si, care se utilizează pentru etalonarea în energie a acceleratorilor de protoni, datorită preciziei înaintate cu care s-a determinat energia radiațiilor gamma emise la rezonanță.

Reacțiile nucleare de forma (p, *n*) sînt reacții cu prag de energie, a cărui valoare este mai mare de 0,8 MeV. Cele mai multe reacții sînt endoterme dacă nucleul țintă este stabil. De regulă, nucleul rezultat din reacție prezintă radioactivitate beta plus sau fenomenul de captură *K*. Unele dintre reacțiile de acest tip se utilizează frecvent ca sursă de neutroni monoenergetici, de exemplu reacția:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{7}\mathrm{Be} \qquad Q = -1{,}67 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—15)}$$

din care rezultă neutroni cu energia minimă de 29,4 keV. Pentru a micșora bariera coulombiană pentru protoni se preferă nucleele ușoare. Deoarece reacțiile sînt endoterme, la energii ale protonilor ce depășesc numai puțin energia de prag, se obțin neutroni de energie relativ mică.

Reacții nucleare de forma (p, α) sînt în general exoterme. Cu nucleele ușoare aceste reacții se produc cu protoni de energie mică, datorită barierei coulombiene scăzute. La energii ale protonilor în domeniul 100 ÷ 500 keV se induc reacții în nuclee ca Li, B, F ș.a. Reacția cu nucleul Li se desfășoară în două moduri, în funcție de numărul de masă al izotopului care constituie ținta:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He}; \quad Q = 17{,}2 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—16)}$$

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{6}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \qquad \text{(XVIII, 2—17)}$$

O reacție interesantă are loc cu nucleul de bor, în urma căreia rezultă trei particule alfa:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{11}_{5}\mathrm{B} \rightarrow 3\,{}^{4}_{2}\mathrm{He}; \quad Q = 8{,}6 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—18)}$$

Cu nucleele grele, reacțiile (p, α) sînt posibile numai la energii mari ale protonilor ($\sim$25 MeV), care sînt necesare pentru pătrunderea barierei de potențial.

c) *Reacții nucleare sub acțiunea deuteronilor* sînt deosebit de interesante datorită particularităților structurale ale nucleului de deuteriu: energia de legătură mică (2,2 MeV) și distanța internucleonică neutron-proton destul de mare ($4{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm), față de raza de acțiune a forțelor nucleare. În funcție de natura nucleului țintă, reacțiile se pot desfășura prin mecanismul formării nucleului compus sau al interacției directe. Se cunosc mai multe tipuri de reacții: (d, p), (d, n), (d, α) ș.a., de forma generală:

$$ {}_1^2\mathrm{d} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}_1^1\mathrm{p} + \mathrm{Y}(A+1, Z) \qquad \text{(XVIII, 2—19)} $$

$$ {}_1^2\mathrm{d} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}_0^1\mathrm{n} + \mathrm{Y}(A+1, Z+1) \qquad \text{(XVIII, 2—20)} $$

$$ {}_1^2\mathrm{d} + \mathrm{X}(A, Z) \rightarrow {}_2^4\mathrm{He} + \mathrm{Y}(A-2, Z-1) \qquad \text{(XVIII, 2—21)} $$

La energii mici ale deuteronului (~ 100 keV) se produc reacțiile nucleare cu nucleele ușoare de tipul (d, n) și (d, p) ca de exemplu:

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_1^2\mathrm{H} \rightarrow {}_0^1\mathrm{n} + {}_2^3\mathrm{He}; \quad Q = 3{,}28 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—22)} $$

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_1^3\mathrm{H} \rightarrow {}_0^1\mathrm{n} + {}_2^4\mathrm{He}; \quad Q = 17{,}6 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—23)} $$

care se utilizează ca surse de neutroni monoenergetici și reacțiile:

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_1^2\mathrm{H} \rightarrow {}_1^1\mathrm{p} + {}_1^3\mathrm{H}; \quad Q = 4{,}0 \text{ MeV} \qquad \text{(XVIII, 2—24)} $$

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_2^3\mathrm{He} \rightarrow {}_1^1\mathrm{p} + {}_2^4\mathrm{He} \qquad \text{(XVIII, 2—25)} $$

Prin reacții nucleare induse de deuteroni se pot obține și izotopi radioactivi:

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_{11}^{23}\mathrm{Na} \rightarrow {}_1^1\mathrm{p} + {}_{11}^{24}\mathrm{Na} \qquad \text{(XVIII, 2—26)} $$

$$ {}_{11}^{24}\mathrm{Na} \xrightarrow{14{,}8 \text{ ore}} {}_{12}^{24}\mathrm{Mg} + \beta^- $$

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_{15}^{31}\mathrm{P} \longrightarrow {}_1^1\mathrm{p} + {}_{15}^{32}\mathrm{P} \qquad \text{(XVIII, 2—27)} $$

$$ {}_{15}^{32}\mathrm{P} \xrightarrow{14{,}3 \text{ zile}} {}_{16}^{32}\mathrm{S} + \beta^- $$

Cu nucleul de bismut reacția se desfășoară pe două canale:

$$ {}_1^2\mathrm{d} + {}_{83}^{209}\mathrm{Bi} \begin{cases} \nearrow {}_0^1\mathrm{n} + {}_{84}^{210}\mathrm{Po} \xrightarrow{138{,}4 \text{ zile}} {}_{82}^{206}\mathrm{Pb} + {}_2^4\mathrm{He} \\ \searrow {}_1^1\mathrm{p} + {}_{83}^{210}\mathrm{Bi} \xrightarrow{5 \text{ zile}} {}_{84}^{210}\mathrm{Po} + \beta^- \end{cases} \qquad \text{(XVIII, 2—28)} $$

BCU IAȘI / CENTRUL VECHI

Prin iradierea molibdenului cu deuteroni de 8 MeV (accelerați în ciclotron) s-a obținut pentru prima dată elementul cu $Z = 43$, *tehneţiul* [1], care nu există în natură :

$$^{2}_{1}d + ^{94}_{42}Mo \longrightarrow ^{95}_{43}Tc + ^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-29)$$

$$^{2}_{1}d + ^{95}_{42}Mo \longrightarrow ^{96}_{43}Tc + ^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-29')$$

Izotopii ^{95}Tc și ^{96}Tc rezultați din reacție sînt radioactivi și dezintegrează prin procesul de captură K :

$$^{95}_{43}Tc \xrightarrow{62z} ^{95}_{42}Mo; \qquad ^{96}_{43}Tc \xrightarrow{4,3z} ^{96}_{42}Mo$$

d) *Reacțiile nucleare cu ioni grei* au caracteristici deosebite și prezintă mare importanță în sinteza superelementelor. Ca exemple se citează reacțiile :

$$^{27}_{13}Al + ^{14}_{7}N \longrightarrow [^{41}_{20}Ca] \longrightarrow ^{37}_{18}Ar + ^{4}_{2}He \qquad (XVIII,2-30)$$

$$^{243}_{95}Am + ^{15}_{7}N \longrightarrow ^{254}_{102}Jl + 4\,^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-31)$$

Jolioul

$$^{242}_{94}Pu + ^{22}_{10}Ne \longrightarrow ^{260}_{104}Ku + 4\,^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-32)$$

Curciatoviul

II. *Reacții nucleare cu emisie de mai multe particule.* La energii ale particulei incidente în domeniul 10^2 MeV, prin interacția cu nucleul țintă rezultă mai multe particule emergente, identice cu cea incidentă sau diferite :

$$a + X \rightarrow b, c, d + Y \qquad (XVIII, 2-33)$$

La energii de aproximativ 100 MeV se pot emite simultan neutroni, protoni sau particule alfa. Aceste procese se mai numesc procese de „sfărîmare" (*spallation*). Pentru nucleele ușoare și grele, procesul se desfășoară după un mecanism de interacție directă dintre particula incidentă și unul sau cîțiva dintre nucleonii ce compun nucleul țintă, fără ca energia acesteia să fie repartizată asupra tuturor nucleonilor din nucleu. Ca exemple, se menționează reacțiile :

$$^{1}_{0}n + ^{16}_{8}O \rightarrow ^{13}_{7}N + 3\,^{1}_{0}n + ^{1}_{1}p \qquad (XVIII, 2-34)$$

$$^{1}_{0}n + ^{16}_{8}O \rightarrow ^{11}_{6}C + 2\,^{1}_{0}n + ^{4}_{2}He \qquad (XVIII, 2-35)$$

$$^{1}_{0}n + ^{65}_{29}Cu \rightarrow ^{61}_{27}Co + ^{1}_{0}n + ^{4}_{2}He \qquad (XVIII, 2-36)$$

$$^{2}_{1}d + ^{238}_{92}U \rightarrow ^{238}_{93}Np + 2\,^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-37)$$

$$^{4}_{2}He + ^{115}_{49}In \rightarrow ^{116}_{51}Sb + 3\,^{1}_{0}n \qquad (XVIII, 2-38)$$

[1] tehnetos = artificial, în limba greacă.

BCU IAȘI

III. *Reacțiile de captură radiativă.* Sînt de forma (a, γ), în care particula incidentă — neutron, proton, deuteron sau particula alfa — este absorbită de nucleul țintă și energia de excitare a sistemului particulă-nucleu țintă este emisă sub formă de radiație gamma, într-un timp de aproximativ 10^{-14}s. Cele mai frecvente reacții de captură radiativă se obțin cu neutronii lenți și termici, din care rezultă în majoritatea cazurilor nuclee radioactive care se dezintegrează prin emisia de radiații beta minus, de exemplu : ^{23}Na (n, γ) ^{24}Na ; ^{31}P (n, γ) ^{32}P ; ^{59}Co (n, γ) ^{60}Co ; ^{13}C (n, γ) ^{14}C ; ^{107}Ag (n, γ) ^{108}Ag ; ^{184}Tl (n, γ) ^{185}Tl ; ^{197}Au (n, γ) ^{198}Au. Reacția de captură a neutronilor lenți la nucleele medii și grele are valori mari ale secțiunii eficace de reacție și se caracterizează prin fenomenul de rezonanță. Pentru nucleele ușoare (^{1}H, ^{2}H, ^{4}He, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{12}C, ^{14}N), secțiunile eficace au valori mici și fenomenul de rezonanță este slab sau nu mai este prezent.

Prin reacțiile de tipul (n, γ) cu elementele ^{238}U și ^{232}Th se obțin materialele fisionabile ^{239}Pu și ^{233}U, care se utilizează în tehnica reactorilor nucleari :

$$^{238}_{92}\mathrm{U}\ (n,\gamma)\ ^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[23\ \mathrm{min}]{\beta^-} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[2,3\ z]{\beta^-} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow[2{,}4.10^4\ a]{\alpha} {}^{235}_{92}\mathrm{U}$$

$$^{232}_{90}\mathrm{Th}\ (n,\gamma)\ ^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow[23{,}4\ \mathrm{min}]{\beta^-} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow[27\ z]{\beta^-} {}^{233}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[1{,}6.10^5\ a]{\alpha} {}^{229}_{90}\mathrm{Th}$$

În cîteva cazuri, nucleul rezidual este un emițător β^+ ca în reacția : ^{106}Cd (n, γ) ^{107}Cd. Este posibil ca din reacție să rezulte un nucleu stabil : ^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd.

IV. *Reacțiile nucleare induse de fotoni (reacții fotonucleare).* Sînt posibile dacă energia acestora este mai mare decît energia de legătură a nucleonului în nucleu. La energii ale radiațiilor gamma mai mici de 20 MeV, cea mai probabilă este reacția de tipul (γ, n), de exemplu : $^{2}_{1}$H (γ, n) $^{1}_{1}$H ; ^{12}C (γ, n) ^{11}C ; ^{27}Al (γ, n) ^{26}Al ; ^{109}Ag (γ, n) ^{108}Ag ; ^{181}Tl (γ, n) ^{180}Tl. În cele mai multe cazuri nucleul care rezultă din reacție este radioactiv. De regulă, dacă masa nucleului țintă este în domeniul $A < 100$, nucleul rezidual radioactiv dezintegrează prin emisie β^+, iar dacă nucleul țintă are masa în domeniul $A > 100$, nucleul rezidual dezintegrează prin captură de electron. Cu creșterea energiei radiațiilor gamma, devin probabile reacțiile de tipul (γ, p), (γ, 2n), (γ, np), (γ, α), iar la energii foarte mari (~ 100 MeV) sînt posibile reacțiile cu emisia unui număr de pînă la opt nucleoni. Reacțiile de tipul (γ, p) se produc cu probabilitate mai mare la nucleele ușoare, de exemplu : $^{26}_{12}$Mg (γ, p) $^{25}_{11}$Na ; $^{27}_{13}$Al (γ, p) $^{26}_{12}$Mg.

C. Natura nucleului țintă. Structura nucleului țintă influențează apreciabil asupra probabilității de producere a reacției nucleare și a mecanismului de desfășurare a acesteia. Pentru analiza datelor teoretice și experimentale, discuțiile se referă la trei grupe distincte de nuclee :

— Nuclee ușoare, $1 < A < 25$
— Nuclee medii, $25 < A < 80$
— Nuclee grele, $80 < A < 240$

3. LEGILE DE CONSERVARE ÎN REACȚIILE NUCLEARE

Reacția nucleară are loc ca urmare a procesului de ciocnire dintre particula incidentă și nucleul țintă, care sînt caracterizate de anumite mărimi ca: sarcina electrică, masa, impulsul, energia, momentul cinetic ș.a. Legile de conservare într-o reacție nucleară se aplică tuturor acestor mărimi.

Legea conservării sarcinii electrice. Într-o reacție nucleară suma sarcinilor sistemului înainte de ciocnire este egală cu suma sarcinilor sistemului după ciocnire. Pentru reacția de formă generală (XVIII, 1—1), legea conservării sarcinii electrice se scrie:

$$Z_a + Z_X = Z_b + Z_Y \qquad \text{(XVIII, 3—1)}$$

și exprimă conservarea numărului de protoni.

Legea conservării numărului de masă. Numărul total al nucleonilor ce intră în reacție este egal cu numărul total al nucleonilor ce ies din reacție:

$$A_a + A_X = A_b + A_Y \qquad \text{(XVIII, 3—2)}$$

unde A_a, A_X, A_b și A_Y este numărul de masă al particulelor a, b și al nucleelor X, Y.

Legea conservării momentului unghiular. Deoarece momentul unghiular nuclear total este o constantă a mișcării, acesta se conservă în orice reacție nucleară. Reconsiderînd reacția generală (XVIII, 1—1):

$$a + X \rightarrow [N.C] \rightarrow b + Y \qquad \text{(XVIII, 3—3)}$$

pentru a scoate în evidență formarea stării intermediare [N.C.], nucleul compus, legea de conservare se scrie sub forma:

$$I_a + I_X + l_{aX} = I_{N\cdot C} = I_b + I_Y + l_{bY} \qquad \text{(XVIII, 3—4)}$$

unde I_a și I_b sînt spinii nucleari ai particulelor incidente și emergente, I_X și I_Y spinii nucleari ai nucleelor țintă și rezidual, iar $I_{N.C}$ spinul nucleului compus. Mărimile l_{aX} și l_{bY} determină mărimea impulsului perechilor de reactanți a — X și b — Y și caracterizează mișcarea lor relativă. Pentru ilustrare să considerăm reacția nucleară: ${}^4_2He + {}^{10}_5B \rightarrow [{}^{14}_7N] \rightarrow {}^1_1H + {}^{13}_6C$ în care $I_{^4He} = 0$ și $I_{^{10}B} = 3$. În starea S, $l_{He-B} = 0$ și nucleul compus se caracterizează prin $I_{N.C} = 3$. Spinul nuclear al protonului și al nucleului ^{13}C este $I = \frac{1}{2}$, care prin adiție vectorială, conduce la valorile 1 sau 0. Momentul unghiular $l_{^{13}C-^1H}$ al produșilor de reacție ${}^{13}_6C$ și ${}^1_1H$ ia valorile 2, 3 sau 4, conform legii de conservare.

Legea conservării parității. Deoarece reacțiile nucleare se produc sub acțiunea forțelor de interacție tari, paritatea se conservă. Dacă π_a, π_b,

π_X și π_Y sînt parităţile particulelor şi nucleelor care iau parte la reacţia nucleară, conservarea parităţii este dată de relaţia :

$$\pi_a \cdot \pi_X \cdot (-1)^{l_{aX}} = \pi_b \cdot \pi_Y \cdot (-1)^{l_{bY}} \qquad \text{(XVIII, 3—5)}$$

În reacţia nucleară considerată, parităţile stărilor fundamentale ale particulelor ^4_2He şi ^1_1H şi a nucleului ^{10}B, $\pi_{^4He}$, $\pi_{^1H}$, $\pi_{^{10}B}$, sînt pare, iar paritatea stării fundamentale a nucleului ^{13}C, $\pi_{^{13}C}$, este pară, după cum indică modelul straturilor nucleonice. Paritatea sistemului înainte de reacţie este pară, în starea $l_{^4He-^{10}B} = 0$. Paritatea stării excitate a nucleului compus $[^{14}_7N]$ trebuie deci să fie pară. Deoarece în canalul de ieşire $\pi_{^{13}C}$ este impară, dacă $l_{^4He-^{10}B} = 0$, pentru conservarea parităţii, trebuie ca $l_{^{13}C-^1H} = 3$.

Legea conservării momentului linear în reacţiile nucleare este respectată ca în orice sistem mecanic izolat : momentul linear total înainte de reacţie este egal cu momentul linear total după reacţie.

Legea conservării energiei. Într-un sistem izolat de nucleoni în interacţie, energia totală se conservă. Pentru reacţia nucleară de forma generală (XVIII, 1—1), legea conservării energiei se scrie :

$$E_a + E_X + m_a \cdot c^2 + M_X c^2 = E_b + E_Y + m_b c^2 + M_Y c^2$$

(XVIII, 3—6)

unde E reprezintă energia cinetică a particulelor a, b, şi a nucleelor X, Y, care iau parte la reacţie, iar termenii în c^2 sînt energiile de repaus corespunzătoare. Scriind ecuaţia (XVIII, 3—6) sub forma :

$$E_b + E_Y - (E_a + E_X) = (m_a + M_X)\, c^2 - (m_b + M_Y)c^2$$

(XVIII, 3—7)

rezultă că variaţia energiei cinetice este echivalentă cu variaţia corespunzătoare a energiei de repaus şi exprimă *energia de reacţie* Q :

$$Q = E_b + E_Y - (E_a + E_X) \qquad \text{(XVIII, 3—8)}$$

sau :

$$Q = (m_a + M_X)\, c^2 - (m_b + M_Y)\, c^2 \qquad \text{(XVIII, 3—9)}$$

Din relaţia (XVIII, 3—9) se poate observa că energia de reacţie este pozitivă dacă masa de repaus a componentelor ce intră în reacţie este mai mare decît masa de repaus a componentelor ce ies din reacţie. Reacţiile nucleare care au $Q > 0$ se numesc *reacţii exoenergetice* şi pot avea loc pentru orice valoare a energiei cinetice a particulei incidente dacă aceasta este suficientă pentru a străbate bariera de potenţial din jurul nucleului ţintă. Reacţiile nucleare care au $Q < 0$ se numesc *reacţii endoenergetice* şi se pot produce începînd cu o anumită valoare a energiei cinetice a particulei incidente, numită energie de prag.

4. ENERGIA DE REACȚIE

Energia de reacție se poate determina experimental din măsurătorile de energie cinetică a particulelor și nucleelor care iau parte la reacția nucleară, conform relației (XVIII, 3—8). Se consideră domeniul nerelativist, unde energia cinetică a reactanților este mai mică decît energia lor de repaus. În cele mai multe experiențe, nucleul țintă X este în repaus și deci $E_X = 0$. Ecuația energiei de reacție (XVIII, 3—8) devine acum:

$$Q = E_b + E_Y - E_a \qquad \text{(XVIII, 4—1)}$$

Studiul experimental al reacțiilor nucleare se realizează prin bombardarea nucleelor țintă X aflate în repaus, cu particule incidente a, de energie cinetică E_a, din care rezultă nucleele reziduale, de recul Y, cu viteza V_Y, îndreptate sub unghiul φ față de direcția fluxului de particule incidente și se emit particulele emergente b, cu viteza v_b, într-o direcție care face unghiul θ cu direcția fluxului incident. Reprezentarea geometrică a procesului nuclear în sistemul laboratorului (S L) este redată în figura XVIII—2. Deoarece nucleele reziduale Y sînt reținute în țintă, este foarte greu să se măsoare energia lor cinetică E_Y și unghiul φ sub care sînt emise. De aceea, pentru determinarea energiei de reacție Q, se deduce o relație dependentă de E_a și E_b și independentă de E_Y, apelînd simultan la legea conservării energiei și a conservării impulsului. După cum se poate vedea din figura XVIII—2, legea conservării impulsului are forma:

$$m_a \cdot \mathbf{v}_a = m_b \cdot \mathbf{v}_b + M_Y \cdot \mathbf{V}_Y \qquad \text{(XVIII, 4—2)}$$

iar din triunghiul OAB rezultă:

$$M_Y^2 V_Y^2 = m_a^2 v_a^2 + m_b^2 \cdot v_b^2 - 2m_a \cdot m_b \cdot v_x \cdot v_y \cdot \cos\theta \qquad \text{(XVIII, 4—3)}$$

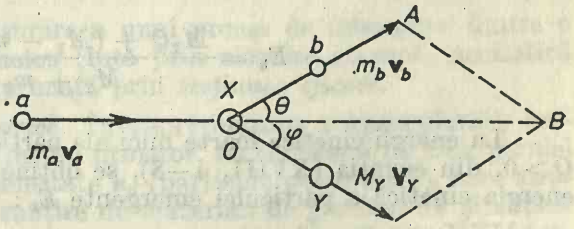


Fig. XVIII — 2. — Reprezentarea geometrică a unei reacții nucleare în sistemul laboratorului (SL).

Utilizînd relația generală dintre energia cinetică și viteză, din ecuația (XVIII, 4—3) se calculează energia cinetică a nucleului rezidual E_Y:

$$E_Y = \frac{m_a}{M_Y} E_a + \frac{m_b}{M_Y} E_b - \frac{2}{M_Y} \sqrt{m_a \cdot m_b \cdot v_a \cdot v_b} \cdot \cos\theta$$

$$\text{(XVIII, 4—4)}$$

care, introdusă în relația (XVIII, 4—1), conduce pentru energia de reacție Q la următoarea expresie:

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{M_Y}\right) \cdot E_b + \left(1 + \frac{m_a}{M_Y}\right) E_a - \frac{2}{M_Y} \sqrt{m_a m_b v_a v_b} \cdot \cos \theta \qquad \text{(XVIII, 4—5)}$$

Ecuația (XVIII, 4—5) este dependentă deci de energia cinetică a particulei incidente și emergente, de unghiul de împrăștiere θ (măsurat în sistemul laboratorului) și este independentă de mecanismul acceptat pentru desfășurarea reacției nucleare.

Din ecuația (XVIII, 4—5) se poate obține o expresie pentru dependența energiei cinetice a particulei emergente E_b, de energia cinetică a particulei incidente E_a, pentru o valoare dată a energiei de reacție Q. Considerînd (XVIII, 4—5) o ecuație de ordinul doi, avînd ca necunoscută $\sqrt{E_b}$, soluția generală este de forma:

$$\sqrt{E_b} = A \pm \sqrt{A^2 + B} \qquad \text{(XVIII, 4—6)}$$

unde:

$$A = \frac{\sqrt{m_a \cdot m_b \cdot E_a}}{m_b + M_Y} \cdot \cos \theta \qquad \text{(XVIII, 4—7)}$$

$$B = \frac{M_Y Q + (M_Y - m_a) \cdot E_a}{M_Y + m_b} \qquad \text{(XVIII, 4—8)}$$

Sînt posibile numai acele reacții nucleare pentru care $\sqrt{E_b}$ este reală și pozitivă. Pentru o valoare dată a energiei E_a, energia particulei emergente E_b este maximă pentru $\theta = 0$ și minimă pentru $\theta = 180°$. Pentru $\theta = 90°$, mărimea energiei cinetice a particulei emergente este dată de relația:

$$E_b = \frac{M_Y Q + (M_Y - m_a) \cdot E_a}{M_Y + m_b} \qquad \text{(XVIII, 4—9)}$$

La energii cinetice foarte mici ale particulei incidente, $E_a \to 0$, dacă $Q > 0$, din ecuația (XVIII, 4—8), se obține următoarea expresie pentru energia cinetică a particulei emergente E_b:

$$E_b = Q \frac{M_Y}{M_Y + m_b} \qquad \text{(XVIII, 4—10)}$$

care este aceeași pentru toate direcțiile. Relația este valabilă în cazul reacțiilor nucleare cu neutroni termici.

Energia de prag. La reacțiile endoenergetice, care au $Q < 0$, pentru valori mici ale energiei particulei incidente E_a, este posibil ca $\sqrt{E_b}$ să fie

imaginar și ca urmare reacția nucleară nu se poate produce. Aceasta dovedește că energia cinetică a particulei incidente este insuficientă pentru a asigura creșterea masei de repaus. Valoarea minimă a energiei particulei incidente E_a, necesară pentru ca reacția nucleară endoenergetică să se producă, se numește *energie de prag*. Mărimea sa se calculează pornind de la ecuația (XVIII, 4—6), cu condiția ca mărimea de sub radical să fie nulă:

$$A^2 + B = 0 \qquad \text{(XVIII, 4—11)}$$

Introducînd pentru A și B relațiile (XVIII, 4—7) și (XVIII, 4—8) se obține următoarea expresie pentru $E_{a,\theta}$:

$$E_{a,\theta} = -Q \frac{m_b + M_Y}{M_Y + m_b - m_a - \frac{m_a \cdot m_b}{M_Y}(1 - \cos^2\theta)} \qquad \text{(XVIII, 4—12)}$$

care este minimă pentru $\theta = 0$:

$$E_a\,(\text{prag}) = -Q \frac{m_b + M_Y}{M_Y + m_b - m_a} \qquad \text{(XVIII, 4—13)}$$

Dacă suma $m_b + M_Y$ se înlocuiește cu expresia rezultată din ecuația (XVIII, 3—9), considerînd $M_X \gg \frac{Q}{c^2}$, expresia energiei de prag devine:

$$E_a\,(\text{prag}) = -Q \cdot \left(1 + \frac{m_a}{M_X}\right) \qquad \text{(XVIII, 4—14)}$$

5. SECȚIUNEA EFICACE

Probabilitatea de desfășurare a unui proces de interacție dintre o particulă incidentă cu un nucleu țintă prin ciocnire elastică, neelastică sau reacție nucleară, este exprimată prin *secțiunea eficace*.

Secțiunea eficace geometrică. În reprezentarea corpusculară[1], secțiunea eficace se definește în modul următor. Se consideră un flux paralel de particule incidente, de intensitate n_0 (particule pe secundă), care străbate perpendicular un strat subțire de material, de grosime dx și suprafață S, care conține N nuclee identice în unitatea de volum (figura XVIII-3). Deoarece dimensiunea nucleului (suprafața de ordinul 10^{-24} cm^2) este mult mai mică decît a atomului (suprafața de ordinul 10^{-16} cm^2), în țintele subțiri se presupune că nucleele sînt izolate prin distanțe atomice și ca urmare, procesul de interacție are loc printr-o ciocnire unică particulă incidentă-nucleu, fără contribuția interacțiilor cu electronii și deci

[1] R. Evans, op. cit., p. 824.

probabilitatea ca un nucleu să interacționeze cu o particulă este aceeași pentru toate nucleele.

Se presupune că nucleul — considerat ca un centru de împrăștiere — are o suprafață efectivă σ, în care, dacă o particulă incidentă ajunge, are loc un proces de interacție în urma căruia aceasta este scoasă din flux prin

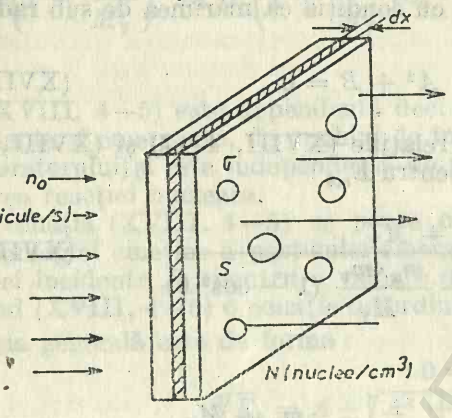


Fig. XVIII—3. — Reprezentarea corpusculară a secțiunii eficace.

absorbție sau schimbare a direcției de mișcare. Probabilitatea de interacție $\mathscr{P}_r$, între o particulă incidentă și nucleul țintă, este dată de raportul dintre suprafața efectivă a țintei, $\sigma NS\,dx$ și suprafața sa totală S:

$$\mathscr{P}_r = \frac{\sigma NS\,dx}{S} = \sigma \cdot N\,dx = \sigma \cdot \mathfrak{N} \qquad \text{(XVIII, 5—1)}$$

unde $\mathfrak{N}$ este numărul de nuclee pe unitatea de suprafață. Dacă fluxul incident conține n_0 particule pe secundă, numărul de particule n_{int}, care participă la procesele de interacție cu nucleele țintă este dat de produsul:

$$n_{\text{int.}} = n_0\,\mathscr{P}_r = n_0 \cdot \sigma\mathfrak{N} \qquad \text{(XVIII, 5—2)}$$

și secțiunea eficace de interacție se exprimă prin relația:

$$\sigma = \frac{n_{\text{int.}}}{n_0 \cdot \mathfrak{N}} = \frac{\text{numărul de procese de interacție}}{\text{numărul de particule incidente} \times \text{numărul de nuclee pe cm}^2} \qquad \text{(XVIII, 5—3)}$$

sau dacă $\mathfrak{N} = \frac{N_T}{S}$, unde N_T este numărul total de nuclee, ecuația (XVIII, 5—3) devine:

$$\sigma = \frac{\frac{n_{\text{int.}}}{N_T}}{\frac{n_0}{S}} = \frac{\text{numărul de procese de interacție pe nucleu}}{\text{numărul de particule incidente pe unitatea de suprafață}} \qquad \text{(XVIII, 5—4)}$$

BCU IAȘI - CENTRU UNIVERSITAR LIBRARY

Secțiunea eficace are dimensiunile unei suprafețe. Unitatea de măsură este *barnul*; 1 barn $= 10^{-24}$ cm^2. În reprezentarea corpusculară clasică, atribuind nucleului o rază R (10^{-12} cm), și considerînd neglijabilă dimensiunea particulei incidente, secțiunea eficace are expresia: $\sigma = \pi R^2$ și reprezintă suprafața oferită de nucleul țintă pentru interacție cu particulele incidente; adesea se mai numește *secțiune eficace geometrică*. În realitate, valorile experimentale ale secțiunilor eficace sînt frecvent mai mari sau mai mici decît πR^2, dovedind că dimensiunea geometrică a nucleului țintă nu este importantă în determinarea mărimii secțiunii eficace de interacție.

Secțiunea eficace diferențială. Variația secțiunii eficace cu unghiul de împrăștiere θ se numește *secțiune eficace diferențială*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\theta, \varphi) \qquad \text{(XVIII, 5—5)}$$

unde $d\Omega$ este elementul de unghi solid: $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$. Relația (XVIII, 5—5) devine:

$$d\sigma = \sigma(\theta, \varphi) \cdot \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \qquad \text{(XVIII, 5—6)}$$

care prin integrare conduce la secțiunea eficace integrală σ:

$$\sigma = \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \cdot \sin\theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \qquad \text{(XVIII, 5—7)}$$

Dacă secțiunea eficace diferențială nu depinde de unghiul φ, ecuația (XVIII, 5—7) devine:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin\theta \, d\theta = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta \qquad \text{(XVIII, 5—8)}$$

Dependența secțiunii eficace diferențiale de unghiul de împrăștiere θ, $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta)$, se numește *distribuție unghiulară*. Din interpretarea caracterului distribuției unghiulare (izotrope sau anizotrope) la diferite energii ale particulei incidente în reacțiile nucleare, se pot obține informații prețioase asupra mecanismului acestora și a valabilității modelèlor de structură nucleară.

Secțiunea eficace totală. Procesul de interacție între particula incidentă și nucleul țintă care conduce la reacția nucleară este însoțit, în funcție de anumite condiții, de împrăștierea elastică și neelastică. Pentru o anumită particulă incidentă, de o energie cinetică dată, în interacție cu un anumit nucleu țintă, *secțiunea eficace totală* de interacție, σ_T este com-

pusă din trei termeni, care exprimă probabilitatea de desfășurare a celor trei procese:

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_{neel} + \sigma_r \qquad \text{(XVIII, 5—9)}$$

în care: σ_e este secțiunea eficace de împrăștiere elastică, σ_{neel} este secțiunea eficace de împrăștiere neelastică și σ_r reprezintă secțiunea eficace a reacției nucleare, de absorbție a particulei incidente. Dacă există mai multe canale de ieșire, secțiunea eficace de reacție σ_r este o sumă a secțiunilor eficace parțiale $\sigma_r(a, b)$, $\sigma_r(a, c)$, $\sigma_r(a, d)$, ... corespunzătoare reacțiilor nucleare (a, b), (a, c), (a, d), ...:

$$\sigma_r = \sigma_r(a, b) + \sigma_r(a, c) + \sigma_r(a, d) + \ldots \qquad \text{(XVIII, 5—10)}$$

Coeficientul de atenuare. Atenuarea unui flux de particule la trecerea printr-un strat de substanță de grosime dx este descrisă de ecuația:

$$\frac{dn}{n} = -\sigma N dx \qquad \text{(XVIII, 5—11)}$$

care, prin integrare, conduce la cunoscuta relație exponențială:

$$n_x = n_0 \cdot e^{-\sigma N \cdot x} = n_0 e^{-\mu x} \qquad \text{(XVIII, 5—12)}$$

unde $\mu = N\sigma$ este *coeficientul linear de atenuare*, care are dimensiunea [cm^{-1}]. Pentru a exprima influența densității substanței absorbante ρ, se utilizează coeficientul masic de atenuare μ_m, definit prin raportul:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma N}{\rho} = \frac{\sigma}{M} \qquad \text{(XVIII, 5—13)}$$

unde M este masa materialului de împrăștiere.

Pentru ținte suficient de subțiri, $\mu x \ll 1$ și punînd $e^{-\mu x} \simeq 1 - \mu x$, relația (XVIII, 5—12) devine:

$$n = n_0 (1 - \mu \cdot x) \qquad \text{(XVIII, 5—14)}$$

În acest caz, numărul de particule incidente absorbite n_a este dat de diferența $n_0 - n$:

$$n_a = n_0 - n_0 (1 - \mu x) = n_0 \mu x = n_0 \cdot N \cdot \sigma \cdot x \qquad \text{(XVIII, 5—15)}$$

Pentru o grosime de material absorbant egală cu unitatea, din relația (XVIII, 5—15) rezultă definiția secțiunii eficace:

$$\sigma = \frac{n_a}{n_0 \cdot N} \qquad \text{(XVIII, 5—16)}$$

BCUAIC CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ca fiind raportul dintre numărul de particule care au participat la procesul de interacție și numărul de particule incidente țintă înmulțit cu numărul de nuclee țintă din unitatea de volum. Din măsurarea intensității fluxului incident și a fluxului transmis prin țintă, pentru o țintă de grosime și densitate dată, se poate determina secțiunea eficace totală de interacție.

Calculul secțiunii eficace. Dependența secțiunii eficace de reacție, de energia cinetică a particulei incidente, se exprimă prin *funcția de excitație*, $\sigma = f(E)$. Forma și mărimea acesteia sînt determinate de ordinul de mărime al energiei particulei incidente și de structura nucleului țintă. Din confruntarea expresiilor calculate teoretic cu mărimile determinate experimental, se obțin informații importante asupra mecanismului reacțiilor nucleare.

Expresia generală pentru secțiunea eficace totală de interacție σ_T, se poate obține cu ajutorul teoriei cuantice a ciocnirilor fără a face anumite presupuneri asupra mecanismului de reacție. Pentru simplificare se consideră că particula incidentă a și nucleul țintă X au spinul nuclear zero, cum este de exemplu la interacția dintre particulele alfa și nuclee cu A par. Fluxul incident de particule este reprezentat printr-o undă plană în canalul de intrare, a cărei expresie, pentru $r \to \infty$, este :

$$\Psi = \exp(i\,k z) = \exp(i\,k r \cos\theta) =$$

$$= \sum_{l=0}^{l=\infty} \cdot \frac{i^l}{k \cdot r} (2l+1) \sin\left(kr - \frac{\pi}{2} l\right) \cdot P_l \cdot (\cos\theta) =$$

$$= \sum_{l=0}^{l=\infty} \cdot \frac{1}{2} (2l+1) \frac{i^{l+1}}{kr} \left\{ \exp\left[- i \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \right] - \right.$$

$$\left. - \exp\left[i \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \right] \right\}, P_l (\cos\theta) \quad (r \to \infty) \quad \text{(XVIII, 5-17)}$$

Ecuația (XVIII, 5—17) reprezintă unda plană neperturbată, care este o suprapunere coerentă a undei incidente pe nucleu cu unda emergentă din nucleu. La instalarea interacției, sub acțiunea potențialului de interacție, este afectată faza undei emergente pentru un proces de împrăștiere elastică. Într-un proces de împrăștiere neelastică sînt afectate atît faza cît și amplitudinea, ca de exemplu o reacție nucleară. După interacție, unda plană perturbată este descrisă de următoarea funcție de undă Ψ_p :

$$\Psi_p = \sum_{l=0}^{l=\infty} \frac{1}{2} (2l+1) \frac{i^{l+1}}{kr} \left\{ \exp\left[-i \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \right] - \right.$$

$$\left. - S_l \cdot \exp\left[i \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \right] \right\} P_l (\cos\theta) \quad (r \to \infty) \quad \text{(XVIII, 5—18)}$$

unde S_l este un număr complex care exprimă acțiunea centrului de împrăștiere[1] și este corelat cu deplasarea de fază δ_l prin relația:

$$S_l = |S_l| \exp(2i\,\delta_l) \qquad \text{(XVIII, 5—19)}$$

Partea reală a mărimii S_l redă schimbarea în amplitudinea undei, iar partea imaginară exprimă schimbarea în faza undei. Funcția de undă a undei împrăștiate $\Psi_{\text{împr.}}$, este dată de diferența dintre relațiile (XVIII, 5—18) și (XVIII, 5—17):

$$\Psi_{\text{împr}} = \Psi_p - \exp(i\,kz) =$$

$$= \sum_{l=0}^{l=\infty} \frac{1}{2}(2l+1)\frac{i^{l+1}}{kr}(1-S_l)\exp\left[i\left(kr - \frac{\pi}{2}l\right)\right] P_l(\cos\theta)$$

(XVIII, 5—20)

Dacă $[S_l] = 1$, nu se produce schimbare în numărul de particule din canalul de reacție l și procesul de interacție are loc sub forma împrăștierii elastice. Pentru a calcula secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e, se face raportul dintre numărul de particule împrăștiate în unitatea de timp, $n_{\text{împr.}}$ și numărul de particule incidente pe unitatea de suprafață în unitatea de timp n. Deoarece toate particulele din unda împrăștiată au aceeași viteză radială, fluxul de particule este dat de produsul $|\Psi_{\text{împr.}}|^2 \cdot v$, unde v este viteza particulelor. Numărul de particule împrăștiate $n_{\text{împr.}}$ este egal

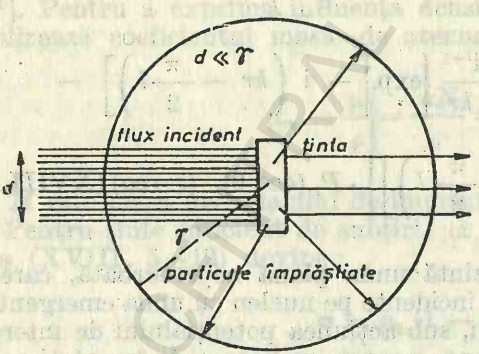


Fig. XVIII—4. — Reprezentare schematică a procesului de împrăștiere elastică.

cu fluxul de particule ce străbate o sferă cu rază r mai mare decît domeniul de acțiune a forțelor nucleare (fig. XVIII—4):

$$n_{\text{împr.}} = \frac{\hbar}{2mi}\int\left(\frac{\partial\Psi_{\text{împr.}}}{\partial r}\cdot\Psi^*_{\text{împr.}} - \frac{\partial\Psi^*_{\text{împr.}}}{\partial r}\cdot\Psi_{\text{împr.}}\right) r^2\cdot d\Omega =$$

$$= \frac{\hbar k}{m}\int|\Psi^*_{\text{împr.}}(r,\ \theta)|^2\cdot r^2\cdot d\Omega \qquad \text{(XVIII, 5—21)}$$

[1] Numărul complex S reprezintă raportul dintre amplitudinea undei emergente înainte și după interacție.

unde m este masa particulei incidente și $d\Omega$ este elementul de unghi solid. Integrarea se efectuează pe întreaga suprafață a sferei. Datorită ortogonalității și normării funcțiilor $P_l(\cos\theta)$:

$$\int_{-1}^{+1} P_l(\cos\theta)\cdot P_m(\cos\theta)\cdot d(\cos\theta) = \frac{2}{2l+1}\cdot\delta_{l,m};$$

$$\delta_{l,m} = 0 \text{ pentru } l \neq m \qquad \text{(XVIII, 5—22)}$$

$$\delta_{l,m} = 1 \text{ pentru } l = m$$

se obține următoarea expresie pentru $n_{\text{impr.}}$, utilizînd (XVIII, 5—20) pentru funcția de undă $\Psi_{\text{impr.}}$:

$$n_{\text{impr}} = \frac{v\cdot\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{l=\infty}(2l+1)\cdot|1-S_l|^2 \qquad \text{(XVIII, 5—23)}$$

unde $v = \frac{\hbar k}{m}$. Datorită normării, fluxul incident de particule conține $n = v$ particule/cm^2. s, și secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e se obține din raportul $\sigma_e = \frac{n_{\text{impr.}}}{n} = \frac{n_{\text{impr.}}}{v}$, care are forma finală :

$$\sigma_e = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\sum_{l=0}^{l=\infty}(2l+1)\cdot|1-S_l|^2 \qquad \text{(XVIII, 5—24)}$$

Pentru unda parțială de ordinul l, secțiunea eficace parțială $\sigma_{e,l}$ este :

$$\sigma_{e,l} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\cdot|1-S_l|^2 \qquad \text{(XVIII, 5—25)}$$

și secțiunea eficace totală de împrăștiere elastică σ_e este compusă din suma :

$$\sigma_e = \sum_{l=0}^{l=\infty}\sigma_{e,l} \qquad \text{(XVIII, 5—26)}$$

Calculul secțiunii eficace de reacție σ_r se efectuează la fel ca mai sus, utilizînd pentru funcția de undă Ψ expresia (XVIII, 5—20). Într-o reacție nucleară, unde are loc absorbția de particule incidente, $|S_l| < 1$ și numărul de particule emergente din țintă este mai mic decît numărul de particule incidente pe țintă. Numărul de particule absorbite n_a este în acest caz proporțional cu $1 - |S_l|^2$ și este dat de o relație similară cu (XVIII, 5—21) :

$$N_a = -\frac{\hbar}{2mi}\int\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}\cdot\Psi^* - \frac{\partial\Psi^*}{\partial t}\cdot\Psi\right)r^2\,d\Omega = \frac{v\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{l=\infty}(2l+1)(1-|S_l|^2)$$

(XVIII, 5—27)

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Secțiunea eficace totală de reacție σ_r se obține din raportul $\sigma_r = \frac{n_a}{v}$ și are forma finală (semnul minus s-a introdus pentru a face pe n_a pozitiv pentru un flux de particule incidente):

$$\sigma_r = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) \cdot (1 - |S_l|^2) \qquad \text{(XVIII, 5—28)}$$

fiind compusă din secțiunile eficace parțiale de reacție, de ordinul l, $\sigma_{r,l}$:

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{l=\infty} \sigma_{r,l} \qquad \text{(XVIII, 5—29)}$$

Pentru o valoare dată a energiei particulelor incidente în interacție cu un anumit nucleu, secțiunea eficace totală de interacție σ_T este compusă din secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e și secțiunea eficace de reacție nucleară σ_r, date de ecuațiile (XVIII, 5—24) și (XVIII, 5—28):

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_r = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} (2l+1) \cdot \{ |1 - S_l|^2 + (1 - |S_l|^2) \} \qquad \text{(XVIII, 5—30)}$$

Din analiza relațiilor (XVIII, 5—24) și (XVIII, 5—28) se pot obține cîteva informații generale asupra corelației dintre σ_e și σ_r. Deoarece numărul de particule emergente este mai mic decît numărul de particule incidente, din ecuațiile (XVIII, 5—17) și (XVIII, 5—18) urmează că $S_l \leqslant 1$, pentru fiecare valoare a momentului l.

Pentru $S_l = -1$, se observă că secțiunea eficace de împrăștiere elastică ia o valoare maximă $(\sigma_{e,l})_{max}$ dată de relația:

$$(\sigma_{e,l})_{max.} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1) \qquad \text{(XVIII, 5—31)}$$

în timp ce secțiunea eficace de reacție este nulă:

$$\sigma_{r,l} = 0 \qquad \text{(XVIII, 5—32)}$$

Pentru $S_l = 0$, secțiunea eficace de reacție ia valoarea maximă dată de relația:

$$(\sigma_{r,l})_{max.} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1) \qquad \text{(XVIII, 5—33)}$$

care este egală cu valoarea secțiunii eficace de împrăștiere elastică:

$$(\sigma_{e,l}) = (\sigma_{r,l})_{max.} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1) \qquad \text{(XVIII, 5—34)}$$

Corelația dintre secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e și secțiunea eficace de reacție σ_r este reprezentată grafic în figura XVIII—5.

BCU IAȘI CENTRU UNIVERSITY LIBRARY

Se observă că valoarea maximă a secțiunii eficace de împrăștiere elastică σ_e este de patru ori mai mare decît secțiunea eficace de reacție σ_r. Conform relațiilor (XVIII, 5—24) și (XVIII, 5—28), pentru fiecare valoare a lui σ_r (determinată de $|S_l|$) secțiunea eficace σ_e are un domeniu de valori cuprins între o limită maximă : $(\sigma_{e,l})_{max.} = \pi\lambda^2(2l+1)(1+|S_l|)^2$ și o limită minimă : $(\sigma_{e,l}) = \pi\lambda^2(2l+1)(1-|S_l|)^2$. În figura XVIII — 5 acest domeniu este haşurat. Concluzia importantă care rezultă din această figură este următoarea : reacția nucleară este însoțită totdeauna de împrăștierea elastică, dar este posibil procesul de împrăștiere elastică fără reacție nucleară.

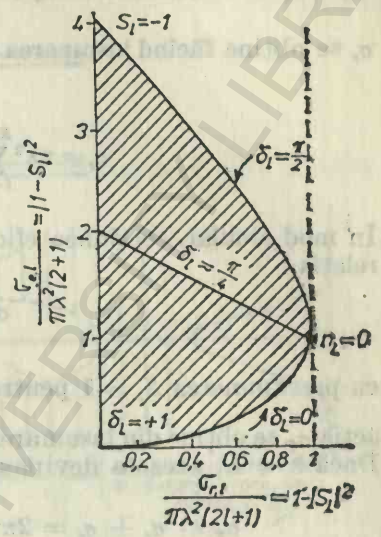


Fig. XVIII — 5. — Reprezentarea relației dintre σ_e și σ_r.

Nucleul negru. Împrăștierea difractivă. Un fenomen interesant se manifestă la interacția neutronilor foarte rapizi cu nucleul, cînd lungimea de undă asociată neutronilor este mult mai mică decît raza nucleară : $\lambda \ll R$. S-a observat că distribuția unghiulară a neutronilor rapizi împrăștiați elastic prezintă un maxim pronunțat pe direcția înainte, urmat de maxime și minime succesive la unghiuri moderate, la fel ca în modelul de difracție optică. Asemenea forme de distribuție unghiulară s-au înregistrat, de exemplu, la împrăștierea elastică a neutronilor de 84 MeV ($\lambda = 0{,}49 \cdot 10^{-13}$ cm) pe ținte de Al, Cu și Pb. Pe de altă parte, s-a constatat experimental că secțiunea eficace totală de interacție, σ_T, a neutronilor rapizi cu nucleele are o valoare de două ori mai mare decît secțiunea eficace geometrică a nucleului, ceea ce ar fi în contradicție cu reprezentarea clasică a ciocnirilor nucleare. Aceste rezultate se pot explica în reprezentarea ondulatorie, luînd în considerare difracția undelor neutronice (difracția Fraunhofer), în procesul de împrăștiere elastică. Împrăștierea elastică influențată de fenomenul de difracție se cunoaște sub denumirea de *împrăștiere difractivă*[1]. Nucleul țintă care determină asemenea fenomen se numește *nucleu negru*, deoarece prin forma sa sferică are o acțiune asupra fluxului incident de neutroni, similară cu a discului negru (obiectul negru) în optică. Să considerăm un flux incident de neutroni, care prin ciocnire cu nucleele sînt absorbiți și conduc la reacția nucleară. În conformitate cu reprezentarea ondulatorie, interacția neutronului incident cu nucleul, se produce dacă parametrul de ciocnire p_l nu depășește raza nucleară R. În aceste condiții, valoarea maximă a momentului unghiular $l_{max.}$ rezultă din egalitatea :

$$p_l = l_{max.} \cdot \lambda = R \text{ sau } l_{max.} = \frac{R}{\lambda} \qquad \text{(XVIII, 5—35)}$$

[1] În limba engleză : *diffraction scattering* sau *shadow scattering*.

Deci, numai neutronii cu $p_l \leqslant R$, sau $l < \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$ sînt absorbiți de nucleu, iar secțiunea eficace de reacție ia valoarea maximă, fiind îndeplinită condiția $S_l = 0$. Conform relației (XVIII, 5—33), secțiunea eficace de reacție σ_r se obține făcînd însumarea de la $l = 0$ la $l = \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$:

$$\sigma_r = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{R/\lambda\!\!\!^{-}} (2l + 1) = \pi (R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \qquad \text{(XVIII, 5—36)}$$

În mod similar, secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e este dată de relația :

$$\sigma_e = \pi (R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \qquad \text{(XVIII, 5—37)}$$

cu presupunerea $S_l = 1$ pentru $l > \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$. Secțiunea eficace totală de interacție σ_T se obține din însumarea ecuațiilor (XVIII, 5—36) și (XVIII, 5—37). Dacă $\lambda\!\!\!^{-} \ll R$, aceasta devine :

$$\sigma_T = \sigma_r + \sigma_e = 2\pi (R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \simeq 2\pi R^2 \quad (\lambda \ll R) \qquad \text{(XVIII, 5—38)}$$

ceea ce arată că pentru neutroni rapizi, secțiunea eficace totală de interacție este de două ori mai mare decît secțiunea eficace geometrică determinată de raza nucleului țintă. Faptul că secțiunea eficace de reacție este egală cu secțiunea eficace geometrică $\sigma_r \simeq \pi R^2$, demonstrează că în absența forțelor coulombiene de interacție, neutronii care se ciocnesc cu nucleul sînt absorbiți de acesta. În limbajul opticii ondulatorii, nucleul țintă acționează ca un corp opac, negru, care produce o umbră (fig. XVIII—6). La fel ca în difracția Fraunhofer a unei unde luminoase plane de către un disc opac circular, această umbră este produsă prin interferența undei neutronice incidente cu unda neutronică împrăștiată. Unda neutronică împrăștiată are aceeași lungime de undă și intensitate ca a undei neutronice incidente, dar cu fază opusă. Procesul de interacție care produce această umbră, este deci împrăștierea elastică, a cărei secțiune eficace $\sigma_e \simeq \pi \cdot R^2$, dată de relația (XVIII, 5—37), este cunoscută ca ecuația secțiunii eficace de împrăștiere elastică difractivă. Din egalitatea secțiunilor eficace de reacție [ecuația (XVIII, 5—36) și de împrăștiere elastică [ecuația (XVIII, 5—37)], $\sigma_r = \sigma_e$, rezultă că energia absorbită de nucleul opac, este egală cu energia cerută pentru a se produce procesul de împrăștiere elastică cu difracție, cu condiția ca nucleul țintă să absoarbă toți neutronii cu care se ciocnește. De regulă, unghiul de împrăștiere, $\theta = \frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R}$ are valori mici, iar lungimea umbrei, $\frac{R^2}{\lambda\!\!\!^{-}}$, este de aproximativ trei ori mai mare decît raza nucleară.

Coeficientul de transmisie prin suprafața nucleară. În reprezentarea ondulatorie, fluxul de particule incidente poate fi transmis prin suprafața nucleului țintă sub acțiunea potențialului nuclear pentru a produce reacția nucleară, sau poate fi reflectat la suprafața nucleară sub influența

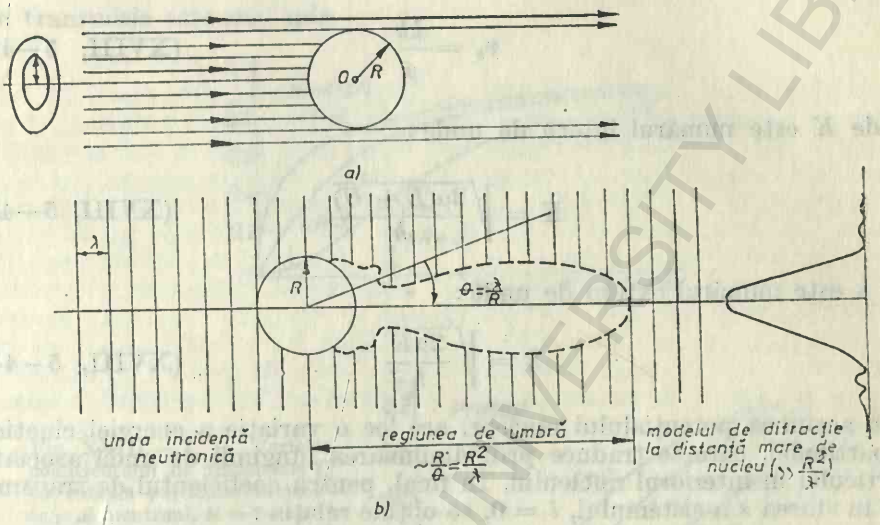


Fig. XVIII—6. — Reprezentarea schematică a împrăștierii difractive, la interacția neutronilor rapizi cu nucleul negru. *a)* Reprezentarea clasică a secțiunii eficace de absorbție; $\sigma_r = \pi R^2$ este determinată de suprafața țintei; *b)* reprezentarea ondulatorie a umbrei create de nucleul negru în urma difracției undei neutronice.

cîmpului nuclear. Se definește coeficientul de transmisie, T_l, ca fracțiunea de particule incidente, la $r = \infty$, care penetrează în regiunea $r < R$. Este un număr real care ia valori între 0 și 1. Coeficientul de transmisie se identifică cu factorul $(1 - |S_l|^2)$ din ecuația (XVIII, 5—28), astfel că secțiunea eficace de reacție σ_r se poate scrie într-o formă dependentă de coeficientul de transmisie T_l:

$$\sigma_r = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)\, T_l \qquad \text{(XVIII, 5—39)}$$

Expresia coeficientului de transmisie T_l, în absența potențialului coulombian și centrifugal, se obține din raportul intensității fluxului de particule transmise Φ_T și al intensității fluxului incident de particule Φ_I:

$$T_l = \frac{\Phi_T}{\Phi_I} = \frac{|\Psi_T|^2\, v_K}{|\Psi_I|^2\, v_k} = \frac{|C|^2 v_K}{|A|^2 v_k} = \frac{4k^2}{(k+K)^2} \cdot \frac{v_K}{v_k} \qquad \text{(XVIII,5—40)}$$

în care Ψ_T și Ψ_I reprezintă funcția de undă pentru unda transmisă și respectiv incidentă, C amplitudinea undei transmise, A amplitudinea undei

incidente; v_K este viteza particulei în interiorul nucleului ($r < R$), iar v_k viteza particulei în afara nucleului, care au expresiile:

$$v_K = \frac{\hbar K}{\mu} \qquad \text{(XVIII, 5—41)}$$

$$v_k = \frac{\hbar k}{\mu} \qquad \text{(XVIII, 5—42)}$$

unde K este numărul intern de unde:

$$K = \sqrt{\frac{2\mu(E + U)}{\hbar}} \qquad \text{(XVIII, 5—43)}$$

iar k este numărul extern de unde:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar}} \qquad \text{(XVIII, 5—44)}$$

Sub acțiunea potențialului nuclear, are loc o variație a energiei cinetice a particulei, care se traduce prin diminuarea lungimii de undă asociată particulei în interiorul nucleului. În final, pentru coeficientul de transmisie în starea s a sistemului, $l = 0$, se obține relația:

$$T_{l=0} = \frac{4k \cdot K}{(k + K)^2}. \qquad \text{(XVIII, 5—45)}$$

Condițiile cele mai favorabile de penetrare a suprafeței nucleare se realizează în starea s, cînd ciocnirea dintre particula incidentă și nucleul țintă este centrică și nu are loc o pierdere de energie a particulei incidente sub formă de energie de rotație a nucleului.

Cu expresia (XVIII, 5—45) pentru coeficientul de transmisie, secțiunea eficace de reacție σ_r devine:

$$\sigma_r = \pi (R + \lambda\!\!\!^{-2}) \cdot \frac{4kK}{(k + K)^2} \qquad \text{(XVIII, 5—46)}$$

Sînt de menționat două cazuri limită. La energii foarte mici ale particulelor incidente (cînd $R \ll \lambda\!\!\!^{-}$) $k \ll K$, coeficientul de transmisie devine:

$$T_{l=0} \simeq 4\,\frac{k}{K} \qquad \text{(XVIII, 5—47)}$$

și secțiunea eficace de reacție σ_r ia forma:

$$\sigma_r \simeq \frac{4\pi}{k \cdot K} \qquad \text{(XVIII, 5—48)}$$

La energii mari ale particulelor incidente, $k \simeq K$, coeficientul de transmisie se apropie de unitate și secțiunea eficace de reacție σ_r ia forma dată de relația (XVIII, 5—36). Secțiunea eficace totală de interacție $\sigma_T = \sigma_r + \sigma_e$ ia un domeniu de valori cuprins între $\sigma_T \simeq 2\pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2$ la energii mari și $\sigma_T \simeq \dfrac{4\pi}{k \cdot K}$ la energii foarte mici. Dacă $l \neq 0$, coeficientul de transmisie este mai mic.

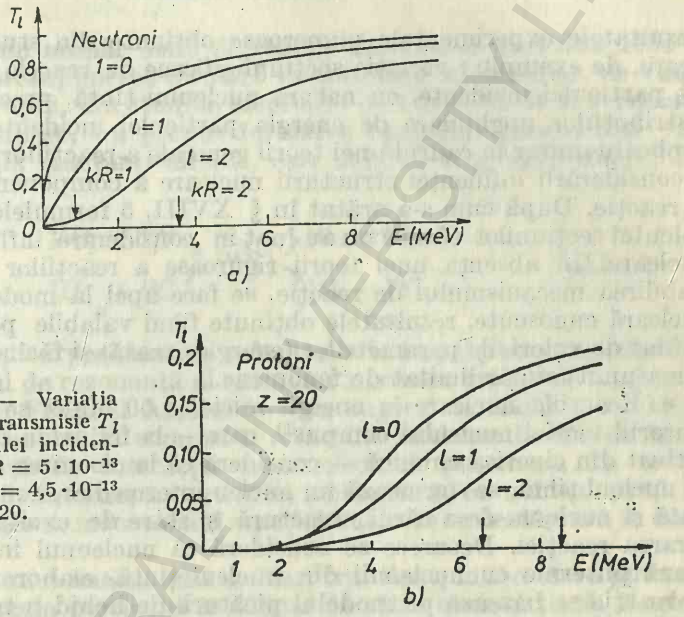


Fig. XVIII — 7. — Variația coeficientului de transmisie T_l cu energia particulei incidente: *a*) neutroni, $R = 5 \cdot 10^{-13}$ cm; *b*) protoni, $R = 4{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm, $Z = 20$.

Calculul coeficientului de transmisie este mai complex pentru particule încărcate, datorită includerii potențialului coulombian și centrifugal.

Pentru exemplificare, în figura XVIII—7 se indică variația coeficientului de transmisie T_l cu energia, pentru neutroni și protoni, la diferite valori ale momentului unghiular l. Din figura XVIII—7*a* se observă că în reacțiile nucleare cu neutroni, coeficientul de transmisie se apropie de unitate la energii mari, cînd $kR \ll l$ (pentru orientare pe abscisă se indică energiile pentru care $kR = 1$ și $kR = 2$). Curbe similare se obțin și pentru protoni, cu deosebirea că, datorită prezenței barierei de potențial electrostatic, valorile coeficientului de transmisie sînt mai mici și „transparența" nucleului se manifestă la energii mai mari (cele două săgeți de pe abscisă indică înălțimea barierei de potențial pentru $l = 0$ și $l = 1$. Pentru $l = 0$, B = 12,5 MeV).

Capitolul XIX

REACȚII NUCLEARE LA ENERGII MICI (< 50 MeV). TEORIA NUCLEULUI COMPUS

Rezultatele experimentale numeroase obținute din studiul reacțiilor nucleare, de exemplu : variația secțiunii eficace de reacție cu natura și energia particulei incidente, cu natura nucleului țintă, precum și dependența distribuțiilor unghiulare de energia particulei incidente, nu au putut fi explicate unitar în cadrul unei teorii generale a reacțiilor nucleare, datorită neconsiderării influenței structurii nucleare a componentelor participante la reacție. După cum s-a arătat în § XVIII, 5 formulele elaborate pentru calculul secțiunilor eficace nu au luat în considerare influențele structurii nucleare. În absența unei teorii riguroase a reacțiilor nucleare, pentru stabilirea mecanismului de reacție, se face apel la modelele de structură nucleară cunoscute, rezultatele obținute fiind valabile pentru un domeniu limitat de valori ale parametrilor (energie, masă) și făcînd posibilă cuprinderea unui număr limitat de fenomene.

Reacțiile nucleare la energii mici (< 50 MeV) se interpretează cu ajutorul teoriei nucleului compus[1]), care — la fel ca în teoria complexului activat din cinetica chimică — consideră că la ciocnirea dintre un nucleon cu nucleul țintă, se formează un nucleu intermediar, constituit din nucleul țintă și nucleon, de a cărui structură și stare de excitare depinde desfășurarea reacției. Deoarece se consideră că nucleonul incident interacționează puternic cu nucleonii din nucleul țintă, elaborarea mecanismului de reacție se bazează pe modelul picăturii de lichid pentru structura nucleului. La energii mari ale nucleonilor incidenți (> 50 MeV), aceștia reacționează rapid cu un număr redus de nucleoni din nucleul țintă și conduc la produșii de reacție fără formarea nucleului compus. Trecerea de la starea inițială la starea finală se produce direct sub acțiunea forțelor nucleare dintre nucleonul incident și nucleonii din nucleul țintă. Teoria elaborată pentru interpretarea acestor procese se numește *teoria interacției directe* și se bazează pe modelul straturilor nucleonice de structură a nucleului. Din această cauză, cercetarea teoretică și experimentală a reacțiilor nucleare cu interacție directă oferă informații valoroase asupra structurii straturilor nucleonice ale nucleelor. La fel ca aceste două modele nucleare, teoria nucleului compus și teoria interacției directe reprezintă două domenii extreme, cu aplicabilitate limitată. Pentru cuprinderea unor noi caracteristici ale reacțiilor nucleare, cum este de exemplu rezonanța gigant observată în reacțiile cu neutronii lenți și rapizi, care nu se pot interpreta cu cele două teorii extreme, s-a elaborat un mou model pentru mecanismul de reacție, numit *modelul optic*. În acest model, se utilizează un potențial nuclear complex (cu parte reală și imaginară) în care interacția nucleonică este înlocuită cu un potențial de interacție analog descrie-

---

[1]) În limba engleză : *compound nucleus*.

rii propagării undei luminoase într-un mediu refringent, absorbant, cu ajutorul indicelui de refracție. Modelul optic ocupă o poziție intermediară între modelul straturilor nucleonice, în care se consideră o absorbție slabă a nucleonului incident în nucleul țintă și modelul picăturii de lichid (nucleul compus) în a cărui reprezentare are loc o absorbție puternică.

1. NUCLEUL COMPUS

Cercetarea unui număr mare de reacții nucleare în perioada 1934—1935, a condus la presupunerea formării unui nucleu intermediar, de viață scurtă. Așa de exemplu, din studiile efectuate de Curie-Joliot și verificate apoi în alte laboratoare, s-a propus formarea nucleului intermediar ^{14}N, în stare excitată din reactanți diferiți, care conduc la produși diferiți de reacție :

$$\begin{matrix} {}^4_2He + {}^{10}B \\ {}^2_1H + {}^{12}C \end{matrix} \searrow\nearrow [{}^{14}N] \nearrow\searrow \begin{matrix} {}^1_0n + {}^{13}N \\ {}^1_1H + {}^{13}C \end{matrix} \qquad \text{(XIX, 1—1)}$$

Mai multe observații experimentale referitoare la împrăștierea neutronilor lenți și la caracterul de rezonanță al reacțiilor nucleare induse de aceștia — pus în evidență de Fermi și Amaldi [1] — au sugerat lui Bohr [2], în 1936, formularea teoriei nucleului compus în reacțiile nucleare la energii mici, considerînd procesul de interacție polinucleonică puternică. În teoria nucleului compus, la interacția particulei incidente a, cu nucleul țintă X, care conține A nucleoni, mecanismul reacției nucleare se desfășoară în două etape distincte :

1) Formarea unui nucleu intermediar, tranzient, într-o stare puternic excitată prin absorbția particulei incidente de către nucleul țintă. Nucleul intermediar, care conține $A + 1$ nucleoni, se numește *nucleu compus*.

2) Descompunerea nucleului compus, prin emisia de particule emergente, dacă asupra acesteia este localizată suficientă energie pentru a părăsi suprafața nucleului.

Reacția nucleară se poate scrie sub forma :

$$a + X \rightarrow \underset{N.C.}{[a \ldots X]} \rightarrow b + Y \qquad \text{(XIX, 1—2)}$$

unde N.C. reprezintă nucleul compus.

Asimilînd nucleul țintă X cu o picătură de lichid, care absoarbe particula incidentă a de energie cinetică E_a, aceasta are un parcurs liber mijlociu scurt și se va ciocni cu mai mulți nucleoni din nucleu, cărora le transferă treptat întreaga sa energie. Datorită transferului continuu de energie în urma ciocnirilor internucleonice, viața medie a nucleului compus (timpul mediu dintre captura nucleonului incident de către nucleul țintă și emisia particulei emergente de către nucleul compus), este lungă, fiind cuprinsă între 10^{-14} și 10^{-16} s, și depășește mult timpul nuclear

[1] E. Fermi, E. Amaldi, *La Ricerca Scientifica* A 6, 544 (1935).
[2] N. Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936).

(timpul în care un nucleon străbate nucleul) care este aproximativ 10^{-22} s. Din acest motiv, se consideră că modul de descompunere a nucleului compus, prin diferite canale de ieșire, este independent de modul de formare. Această ipoteză, sugerată de Bohr, este cunoscută ca *ipoteza independenței* și este bine verificată de experiență.

În conformitate cu legea conservării energiei, energia de excitare E (N.C.) a nucleului compus format, este compusă din doi termeni: energia cinetică a nucleonului incident E_a (în sitemul centrului de masă) și energia de separare a unui nucleon, S_a din nucleul compus (cu numărul de masă $A+1$):

$$E(\text{N.C.}) = E_a + S_a \qquad \text{(XIX, 1—3)}$$

Pentru a fi posibilă formarea nucleului compus, este necesar ca energia de excitare din nucleul compus ce revine unui nucleon, să fie mai mică decît energia medie de separare a acestuia. Această condiție este îndeplinită pentru $A > 10$ și la energii ale particulelor incidente de pînă la 50 MeV [1].

Energia de excitare E(N.C.) este distribuită între toți nucleonii din nucleul compus, după legile mecanicii statistice, iar după scurgerea timpului mediu de aproximativ 10^{-15} s, aceasta se concentrează asupra unuia sau mai multor nucleoni, care sînt emiși.

Natura particulelor emise depinde de starea de excitare a nucleului compus, de spinul și paritatea sa, de prezența diferitelor bariere de potențial electrostatic și de stabilitatea nucleului rezidual.

La energii foarte mici ale particulelor incidente, procesul predominant de dezexcitare a nucleului compus este reemisia acesteia cu o energie egală cu energia incidentă și se numește *împrăștiere elastică prin formarea de nucleu compus.*

Cînd energia de excitare a nucleului compus se concentrează asupra unui nucleon, acesta se poate plasa pe un nivel virtual, dacă energia de excitare este mai mare de 8 MeV, sau pe un nivel legat (în mod normal neocupat) dacă energia de excitare este mai mică de 8 MeV. Dacă nucleonul din nucleul compus, asupra căruia s-a localizat întreaga energie de excitare, se află pe un nivel legat neocupat, procesul cel mai probabil de dezexcitare este emisia unei radiații electromagnetice și se numește captură

---

[1] Pentru exemplificare să evaluăm energia de excitare cu care se formează nucleul compus $^{69}_{31}$Ga prin reacția dintre particulele α cu energia de 25 MeV cu nucleul $^{65}_{29}$Cu:

$$^{4}_{2}\text{He} + {}^{65}_{29}\text{Cu} \rightarrow [{}^{69}_{31}\text{Ga}]$$

Conform relației generale (XIX, 1—3) energia de excitare a nucleului compus $^{69}_{31}$Ga este:

$$E(^{69}_{31}\text{Ga}) = E_\alpha \cdot \frac{M_{\text{Cu}}}{M_{\text{Cu}} + M_{\text{He}}} + S_L = 25 \times \frac{65}{69} + 4{,}385 = 27{,}935 \text{ MeV}$$

unde 4,385 MeV se obține din variația de masă:

$$\Delta M_{[^{69}\text{Ga} - (^{65}\text{Cu} + ^{4}\text{He})]} = 0{,}004708 \text{ u.a.m.} = 4{,}385 \text{ MeV}.$$

radiativă. Acest tip de reacție nucleară are loc, de regulă, cu neutroni de energie mică și este de forma: ${}^{A}_{Z}X\,(n,\gamma)\,{}^{A+1}_{Z}Y$. Dacă nucleonul cu energie de excitare se află pe un nivel virtual, procesul cel mai probabil este emisia unui nucleon sau a unui grup de nucleoni, deoarece interacția tare,

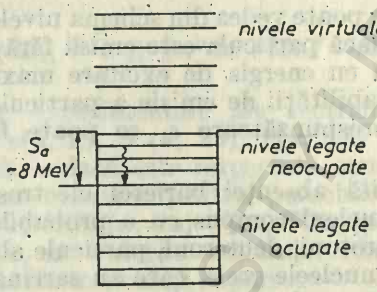


Fig. XIX—1. — Nivelele de energie virtuale și legate ale unui nucleon în nucleul compus.

nucleonică, este un proces rapid. Pentru orientare, în figura XIX—1, sînt prezentate schematic nivelele de energie virtuale și legate ale unui nucleon în nucleul compus. O reprezentare amănunțită a relațiilor energetice în reacția nucleară (XIX, 1—2) care decurge prin stadiul de nucleu compus N.C., este redată în figura XIX—2. Să presupunem că dezexcitarea nucleului compus — cu energia de excitare E (N.C.) dată de relația (XIX, 1—3) — are loc prin tranziția de pe un nivel cu energie și moment unghiular bine definite. Energia maximă pe care o primește particula emergentă b este dată de relația:

$$E_b\,(\text{max.}) = E(\text{N.C.}) - S_b \qquad \text{(XIX, 1—4)}$$

care devine:

$$E_b\,(\text{max.}) = E_a + S_a - S_b = E_a + Q_{ab} \qquad \text{(XIX, 1—5)}$$

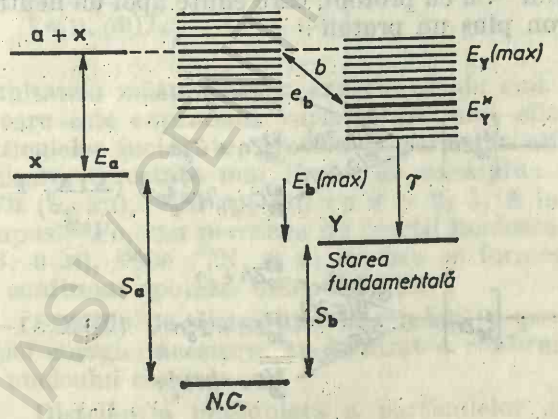


Fig. XIX — 2. — Emisia particulei emergente b din nucleul compus N.C.

unde $Q_{ab} = S_a - S_b$ este energia de reacție. În acest caz, nucleul rezidual apare în stare fundamentală. Sînt însă posibile mai multe canale de ieșire din care rezultă nucleul rezidual într-o anumită stare de excitare Y*, cu energia E_Y^* deasupra nivelului fundamental, dacă procesul s-a desfă-

șurat prin canalul β. Particula b este emisă cu energia e_b, astfel că este îndeplinită relația:

$$E_b(\text{max.}) = e_b + E_Y^* = E_a + Q_{ab} \qquad \text{(XIX, 1—6)}$$

după cum se poate vedea din schema nivelelor energetice din figura XIX—2. La limită, dacă particula este emisă fără energie cinetică, nucleul rezidual se formează cu energia de excitare maximă $E_Y^*(\text{max.}) = E_b(\text{max.})$. Evaluarea probabilității de emisie a particulelor b prin diferitele canale β cu energiile corespunzătoare e_β se poate face cu ajutorul termodinamicii statistice.

Datorită absenței barierei electrostatice la neutroni, aceștia sînt emiși din nucleul compus cu o probabilitate mai mare decît particulele încărcate (protoni, deuteroni, particule alfa). Regularitatea se îndeplinește mai ales la nucleele grele, care au sarcină electrică mare și deci o barieră înaltă de potențial, care determină o probabilitate foarte mică de emisie a particulelor încărcate. La nucleele ușoare, datorită faptului că neutronul este legat mai puternic în nucleul compus și că bariera de potențial este joasă, emisia de neutroni este însoțită cu probabilitate apreciabilă de emisia de particule încărcate.

În sfîrșit, un ultim proces de dezexcitare a nucleului compus la nucleele grele, este fisiunea în două fragmente grele. Descoperirea fisiunii nucleare a constituit un argument suplimentar în favoarea modelului picăturii de lichid și a existenței nucleului compus.

Dovezi experimentale despre existența nucleului compus. Verificarea experimentală directă a independenței modului de descompunere a nucleului compus de modul de formare (ipoteza independenței) a fost oferită pentru prima dată de experiențele celebre ale lui Ghoshal[1], în care același nucleu compus ^{64}Zn, a fost format prin bombardarea nucleului ^{60}Ni cu particule alfa și a nucleului ^{63}Cu cu protoni, care emite apoi un neutron, doi neutroni, sau un neutron plus un proton:

$$^1_1H + {}^{63}_{29}Cu \longrightarrow \left[{}^{64}_{30}Zn\right] \begin{cases} \sigma(p,n) \to {}^{63}_{30}Zn + {}^1_0n \\ \sigma(p,2n) \to {}^{62}_{30}Zn + 2\,{}^1_0n \\ \sigma(p,pn) \to {}^{62}_{29}Cu + {}^1_1H + {}^1_0n \end{cases} \qquad \text{(XIX, 1—7)}$$

$$^4_2He + {}^{60}_{28}Ni \longrightarrow \left[{}^{64}_{30}Zn\right] \begin{cases} \sigma(\alpha,n) \to {}^{63}_{30}Zn + {}^1_0n \\ \sigma(\alpha,2n) \to {}^{62}_{30}Zn + 2\,{}^1_0n \\ \sigma(\alpha,pn) \to {}^{62}_{29}Cu + {}^1_1H + {}^1_0n \end{cases} \qquad \text{(XIX, 1—8)}$$

Pentru ca nucleul compus $^{64}Zn^*$ rezultat din ambele reacții nucleare să se găsească în aceeași stare de excitare $E(^{64}Zn^*)$, conform relației (XIX, 1—3),

---

[1] S. Ghoshal, *Phys. Rev.*, **80**, 939 (1950).

trebuie ca energia cinetică a protonilor incidenți, E_p, să fie cu 7 MeV mai mică decît a particulelor alfa incidente, E_α:

$$E_\alpha = E_p + 7 \text{ MeV} \qquad \text{(XIX, 1–9)}$$

deoarece:

$$S_p - S_\alpha \simeq [(M_{Cu} + m_p) - (M_{Ni} + m_\alpha) \cdot] c^2 \simeq 7 \text{ MeV} \qquad \text{(XIX, 1–10)}$$

În aceste condiții, măsurătorile experimentale ale secțiunilor eficace σ (p, n), σ (p, 2n), σ (p, pn) și $\sigma(\alpha, n)$, σ (α, 2n), $\sigma(\alpha, pn)$ pentru cele șase reacții nucleare, au arătat că — dacă este respectată condiția (XIX, 1–9) — funcțiile de excitare sînt identice pentru perechile de reacții ^{60}Ni (α, n) ^{63}Zn, ^{63}Cu (p, n) ^{63}Zn; ^{60}Ni (α, 2n) ^{62}Zn, ^{63}Cu (p, 2n) ^{62}Zn; ^{60}Ni (α, pn) ^{62}Cu, ^{63}Cu (α, pn) ^{62}Cu, iar valorile secțiunilor eficace pentru fiecare mod de descompunere se află în același raport:

$$\frac{\sigma(p, n)_{E_p}}{\sigma(\alpha, n)_{E_\alpha}} = \frac{\sigma(p, 2n)_{E_p}}{\sigma(\alpha, 2n)_{E_\alpha}} = \frac{\sigma(p, pn)_{E_p}}{\sigma(\alpha, pn)_{E_\alpha}} = \frac{\sigma(p, Zn)_{E_p}}{\sigma(\alpha, Zn)_{E_\alpha}} \qquad \text{(XIX, 1–11)}$$

unde $\sigma(p, Zn)_{E_p}$ și $\sigma(\alpha, Zn)_{E_\alpha}$ reprezintă secțiunile eficace de formare a nucleului compus ^{64}Zn prin canalele de intrare (XIX, 1–7) și (XIX, 1–8) la energii ale protonilor și particulelor alfa impuse de condiția (XIX, 1–9). Ipoteza independenței este verificată și de următorul set de rapoarte:

$$\left(\frac{\sigma(p, n)}{\sigma(p, 2n)}\right)_{E_p} = \left(\frac{\sigma(\alpha, n)}{\sigma(p, 2n)}\right)_{E_\alpha}; \quad \left(\frac{\sigma(p, n)}{\sigma(p, pn)}\right)_{E_p} = \left(\frac{\sigma(\alpha, n)}{\sigma(\alpha, pn)}\right)_{E_\alpha};$$

$$\left(\frac{\sigma(p, 2n)}{\sigma(p, pn)}\right)_{E_p} = \left(\frac{\sigma(\alpha, 2n)}{\sigma(\alpha, pn)}\right)_{E_\alpha} \qquad \text{(XIX, 1–12)}$$

Rezultatele măsurătorilor experimentale sînt redate în figura XIX–3, în care este exprimată variația secțiunii eficace de reacție cu energia particulelor incidente, protoni și particule alfa. Alte exemple de reacții nucleare, cercetate mai tîrziu, de exemplu: la nucleele grele, sistemul ^{206}Pb (α, xn), ^{209}Bi (p, xn) cu $x = 2, 3, 4$ în care se formează nucleul compus ^{210}Po, sau perechea de reacții nucleare induse de ioni grei: ^{144}Nd (^{11}B, 6 n), ^{140}Ce (^{15}N, 6 n) în care se formează nucleul compus ^{155}Tb, au confirmat ipoteza independenței.

Studiile de distribuție unghiulară a particulelor emise și a distribuției energiei acestora, au furnizat o confirmare suplimentară a existenței nucleului compus.

Distribuția unghiulară a particulelor emise în reacțiile nucleare, care se produc cu formarea nucleului compus, prezintă simetrie față de 90°. Deseori, distribuția este izotropă, ceea ce înseamnă că particulele emergente sînt emise din nucleul compus în toate direcțiile cu aceeași probabilitate (în sistemul centrului de masă). Distribuția unghiulară este, în general, izotropă pentru particulele lente și este anizotropă pentru par-

ticulele rapide. În interacția neelastică dintre neutroni, cu energia de 14 MeV, cu nucleul de bismut, s-a constatat că distribuția este izotropă pentru neutronii emiși cu energie mică (0,4 ÷ 4 MeV) și anizotropă pentru neutronii emiși cu energie mare (4 ÷ 12 MeV). Cu creșterea energiei particulei incidente, emisia particulelor devine marcant anizotropă, deoarece

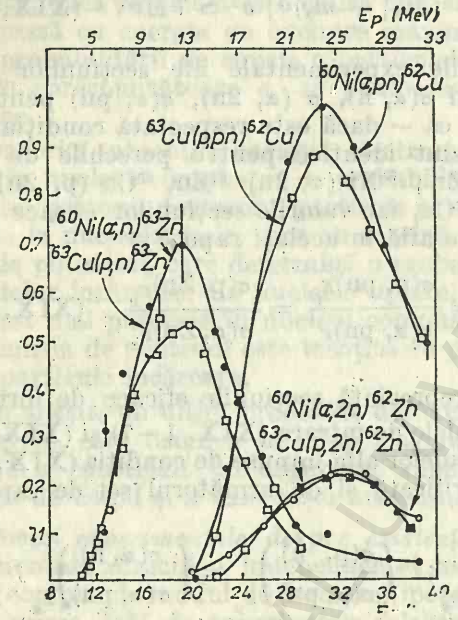


Fig. XIX — 3. — Funcțiile $\sigma = f(E)$ pentru cîteva reacții nucleare care se desfășoară prin același nucleu compus ^{64}Zn.

nucleul compus se formează într-o stare de moment unghiular mai mare. La energii mari, anizotropia emisiei de particule indică absența nucleului compus ca intermediar în desfășurarea reacției nucleare. În acest domeniu de energie reacția se desfășoară prin mecanismul interacției directe. În figura XIX—4*a* se prezintă distribuția unghiulară a protonilor emiși în reacția nucleară ^{60}Ni (n, p) ^{60}Co, la energia neutronilor incidenți de 14 MeV. Se observă că protonii de energie mică emiși cu energia mai mică de 4 MeV, au o distribuție izotropă, ca urmare a existenței nucleului compus, iar protonii de energie mare, emiși cu energia mai mare de 7 MeV, au o distribuție anizotropă, care este specifică pentru reacțiile nucleare cu interacție directă. Creșterea anizotropiei cu mărirea energiei particulei incidente este prezentată în figura XIX—4*b*, unde se indică variația raportului $\sigma_\theta/\sigma_{90°}$ (σ_θ = secțiunea eficace pentru unghiul de împrăștiere θ; $\sigma_{90°}$ = secțiunea eficace pentru $\theta = 90°$) cu unghiul de împrăștiere, pentru trei reacții nucleare ale nucleului țintă ^{58}Ni: (n, p) cu $E_n = 14$ MeV, (α, p) cu $E_\alpha = 42$ MeV și (^{16}O, α) cu $E_{^{16}O} = 160$ MeV.

Distribuția energiei particulelor emise printr-un „proces de evaporare a nucleului compus la o anumită temperatură nucleară", — similar cu evaporarea unui lichid la o temperatură specifică — constituie o altă dovadă experimentală a existenței nucleului compus. Măsurătorile experimentale au arătat că în cea mai mare parte sînt emise particule în domeniul valo-

rilor mici ale energiei, iar numai o fracțiune mică are energii apropiate de energia particulei incidente. Această caracteristică se poate observa din figura XIX—5, în care este reprezentată variația intensității protonilor emiși cu energia lor cinetică, pentru reacția neutronilor, cu energia de 14 MeV, cu nucleul țintă ^{58}Ni. Pentru reacțiile de tipul (n, pn) și (n, p)

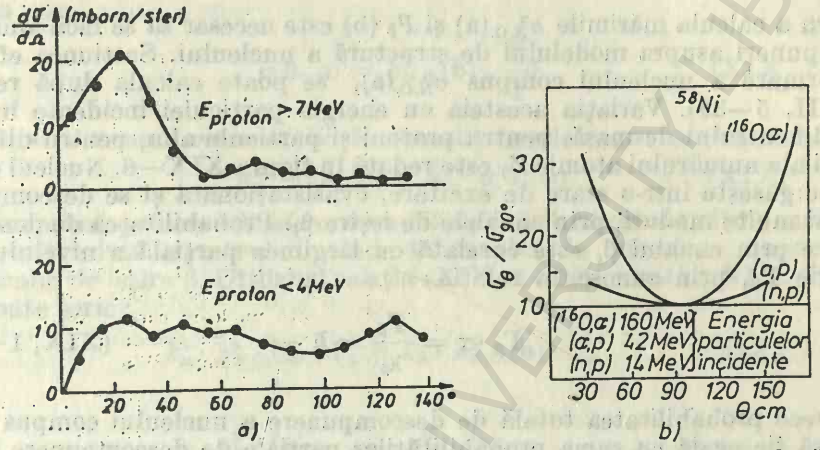


Fig. XIX—4. — *a*). Distribuția unghiulară a protonilor emiși în reacția nucleară $^{60}Ni(n,p)^{60}Co$; *b*) distribuția unghiulară a particulelor emise în reacțiile nucleare : (^{16}O, α), (α, p) și (n, p) cu ținta ^{58}Ni.

în care se formează nucleul compus, energia protonilor emiși prezintă o distribuție statistică, situată la energii mult mai mici decît energia neutronilor incidenți. Fracțiunea mică de protoni emiși cu energia într-un domeniu de valori apropiate de energia neutronilor incidenți (14 MeV) este determinată de desfășurarea reacției prin mecanismul interacției directe. Distribuția unghiulară a protonilor emergenți este anizotropă, fiind orientată predominant pe direcția înainte, deoarece prin interacție directă preiau o cantitate mare din energia neutronilor incidenți.

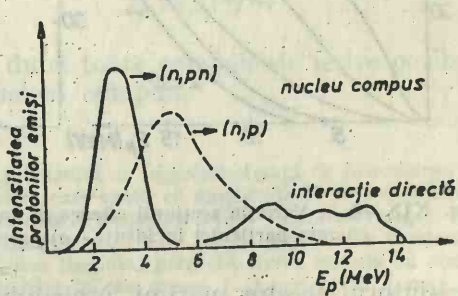


Fig. XIX—5. — Distribuția energiei protonilor emiși în reacția neutronilor (E_n = 14 MeV) cu nucleul țintă ^{99}Ni.

Calculul secțiunii eficace de reacție. Presupunînd valabilă ipoteza independenței, secțiunea eficace pentru o reacție nucleară care se desfășoară prin intermediul nucleului compus σ(a, b), este dată de produsul a doi factori : $\sigma^{N.C.}_{N.C.}(a)$, secțiunea eficace de formare a nucleului compus, cu energia de excitare E(N.C.), prin canalul de intrare a, adică prin reacția

nucleului țintă X cu particula incidentă a și P_β, probabilitatea de descompunere a nucleului compus prin canalul de ieșire β cu formarea nucleului rezidual Y și emiterea particulei emergente b :

$$\sigma(a, b) = \sigma^{a}_{N.C.}(a) \cdot P_B(b) \qquad \text{(XIX, 1—13)}$$

Pentru a calcula mărimile $\sigma^{a}_{N.C.}(a)$ și P_β (b) este necesar să se facă anumite presupuneri asupra modelului de structură a nucleului. Secțiunea eficace de formare a nucleului compus $\sigma^{a}_{N.C.}(a)$, se poate calcula după relația (XVIII, 5—38). Variația acesteia cu energia particulei incidente în sistemul centrului de masă, pentru protoni și particule alfa, pentru diferite valori ale numărului atomic Z, este redată în figura XIX—6. Nucleul compus se găsește într-o stare de excitare, cvasistaționară și se descompune în mai multe moduri, prin canalele de ieșire β_i. Probabilitatea de descompunere prin canalul β_i este corelată cu lărgimea parțială a nivelului de energie Γ_β, prin cunoscuta relație :

$$\Gamma_\beta \cdot \tau = \frac{\Gamma_\beta}{\lambda_\beta} = \hbar \qquad \text{(XIX, 1—14)}$$

Deoarece probabilitatea totală de descompunere a nucleului compus trebuie să fie egală cu suma probabilităților parțiale de descompunere prin canalele β_i, lărgimea totală a nivelului, Γ, este dată de suma lărgimilor parțiale, Γ_{β_i} :

$$\Gamma = \sum_{\beta} \Gamma_i = \Gamma_{\beta 1} + \Gamma_{\beta 2} + \dots \qquad \text{(XIX, 1—15)}$$

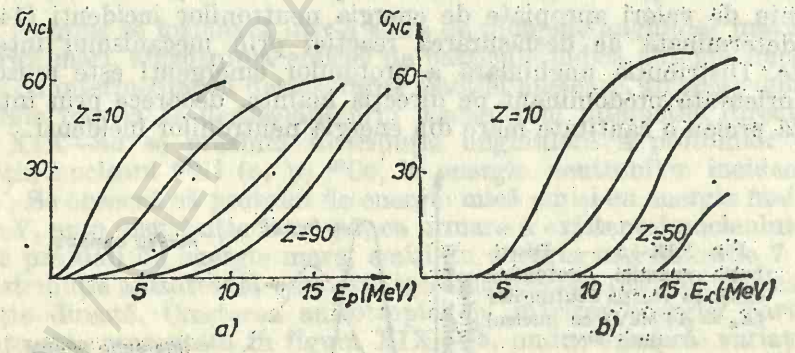


Fig. XIX—6. — Variația secțiunii eficace de formare a nucleului compus cu energia particulei incidente : *a*) protoni ; *b*) particula alfa.

Cu ajutorul acestor mărimi, probabilitatea de descompunere a nucleului compus prin canalul de ieșire β cu emisia particulei b este dată de relația :

$$P_\beta(b) = \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma} \qquad \text{(XIX, 1—16)}$$

și expresia secțiunii eficace de reacție (XIX, 1—13) devine:

$$\sigma(a, b) = \sigma^{\alpha}_{N.C.}(a) \cdot \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma} \qquad (XIX, 1—17)$$

Pentru reacția nucleară inversă (XIX, 1—2) ecuația (XIX, 1—17) ia forma:

$$\sigma(b, a) = \sigma^{\beta}_{N.C.}(b) \cdot \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \qquad (XIX, 1—18)$$

Folosind *teorema reciprocității*[1] în reacțiile nucleare, se obține relația[2]:

$$k_\alpha^2 \cdot \sigma(a, b) = k_\beta^2 \cdot \sigma(b, a) \qquad (XIX, 1—19)$$

care exprimă *principiul microreversibilității* (echilibrul detaliat) unde k_α și k_β reprezintă numărul de unde în canalul de intrare α și respectiv în canalul de ieșire β. Utilizînd relația (XIX, 1—17), ecuația (XIX, 1—19) se poate scrie:

$$k_\alpha^2 \cdot \sigma^{\alpha}_{N.C.}(a) \cdot \Gamma_\beta = k_\beta^2 \cdot \sigma^{\beta}_{N.C.}(b) \cdot \Gamma_\alpha \qquad (XIX, 1—20)$$

sau:

$$k_\alpha^2 \cdot \frac{\sigma^{\alpha}_{N.C.}(a)}{\Gamma_\alpha} = k_\beta^2 \cdot \frac{\sigma^{\beta}_{N.C.}(b)}{\Gamma_\beta} = f(E(N.C.)) \qquad (XIX, 1—21)$$

unde $f(E(N.C.))$ este o funcție de energia de excitare a nucleului compus și nu depinde de canalul de reacție. Ecuația (XIX, 1—21) exprimă o proporționalitate simplă între probabilitatea de descompunere a nucleului compus printr-un anumit canal, exprimată prin lărgimea nivelului Γ și secțiunea eficace de formare a nucleului compus prin același canal. Ținînd seama de relația (XIX, 1—21), expresia secțiunii eficace de reacție (XIX, 1—17) devine:

$$\sigma(a, b) = \sigma^{\alpha}_{N.C.}(a) \frac{\sigma^{\beta}_{N.C.}(b) k_\beta^2}{\sum_\gamma \sigma_{N.C.}(\gamma) k_\gamma^2} \qquad (XIX, 1—22)$$

Însumarea la numitor se face după toate canalele de ieșire posibile prin care se poate descompune nucleul compus.

---

[1] În teoria ciocnirilor, simetria procesului de împrăștiere față de inversiunea timpului este exprimată prin teorema reciprocității, care arată că amplitudinile de împrăștiere pentru două procese de împrăștiere, care sînt inversate în timp unul față de celălalt, sînt egale: $f(n, n') = f(-n' -n)$. Mărimile n și n' reprezintă versorii de-a lungul direcției de incidență și de-a lungul direcției de împrăștiere. Inversiunea timpului permută starea inițială cu cea finală și schimbă sensurile de mișcare ale particulelor în cele opuse. L. Landau, E. Lifșiț, „Mecanica cuantică", traducere din limba rusă, Edit. tehnică, 1965, p. 487.

[2] Principiul echilibrului detaliat permite determinarea secțiunii eficace de reacție a unei reacții nucleare din secțiunea eficace a reacției inverse. De exemplu: ${}_0^1n + {}_1^1p \underset{\sigma(b, a)}{\overset{\sigma(a, b)}{\rightleftarrows}} {}_1^2H + \gamma$.

V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 52, 295 (1937); V. Weisskopf, D. Ewing, *Phys. Rev.*, 57, 472, 935 (1940).

În efectuarea calculelor, teoria reacțiilor nucleare cu formarea nucleului compus cuprinde două domenii distincte, determinate de mărimea energiei de excitare a nucleului, care imprimă un anumit raport între lărgimea nivelelor de excitare Γ, și distanța dintre nivele, D.

Primul domeniu cuprinde reacțiile nucleare pentru care energia de excitare a nucleului compus este mică. În aceste condiții nivelele de energie ale nucleului compus sînt bine separate și lărgimea nivelului este foarte mică în comparație cu distanța dintre nivele:

$$\frac{\Gamma}{D} \ll 1 \qquad \text{(XIX, 1—23)}$$

Funcția de excitare, $\sigma = f(E)$ prezintă creșteri abrupte, puternice ale secțiunii eficace de reacție în vecinătatea unor anumite valori ale energiei particulelor incidente, numite *„rezonanțe"*. O reprezentare schematică a acestei rezonanțe este redată în figura XIX—7*b*, unde curbele sînt caracterizate printr-o valoare determinată a lărgimii liniei de rezonanță. Dacă stările nucleului compus ar avea o energie perfect determinată, funcția de excitare ar avea o formă ca în figura XIX—7*a*. Pentru calculul secțiunii eficace de reacție s-a elaborat *teoria dispersiei* pentru reacțiile nucleare, bazată pe teoria dispersiei luminii.

Al doilea domeniu cuprinde reacțiile nucleare pentru care energia de excitare a nucleului compus este mare. La creșterea energiei de excitare, lărgimea nivelelor crește datorită măririi numărului de canale de ieșire deschise și distanța dintre nivele se micșorează pe măsură ce crește numărul configurațiilor nucleare în stare excitată. Nivelele de energie se acoperă treptat, deoarece lărgimea nivelelor este mult mai mare decît distanța dintre nivele:

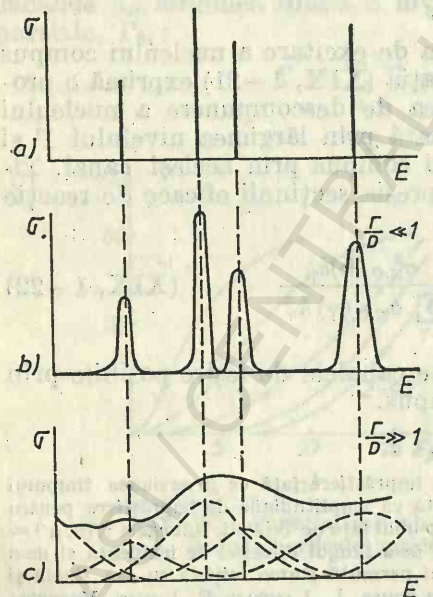


Fig. XIX — 7. — Funcția de excitare $\sigma = f(E)$ în regiunea de rezonanță $\left(\frac{\Gamma}{D} \ll 1\right)$ și statistică $\left(\frac{\Gamma}{D} \gg 1\right)$

$$\frac{\Gamma}{D} \gg 1 \qquad \text{(XIX, 1—24)}$$

având ca rezultat variația continuă a secțiunii eficace de reacție cu energia particulei incidente, așa cum se poate observa din figura (XIX — 7*c*). Acest domeniu al energiilor de excitare mare se numește domeniul *continuumului*. Nivelele de energie în domeniul energiilor mari de excitare se consideră ca formînd un sistem continuu de stări posibile de energie. De aceea în funcția de excitare nu mai apar rezonanțele ascuțite. Nucleele excitate se comportă ca sisteme de particule care execută mișcări neregulate apropiindu-se prin proprietățile lor de picătura de lichid. În condițiile în care rezo-

nanțele se acoperă între ele, nucleul compus este format dintr-un număr mare de stări de energie, diferite, distribuite întîmplător. Densitatea de stări crește rapid cu creșterea energiei particulelor incidente — fapt explicabil în modelul straturilor nucleonice — fiindcă stările excitate superioare implică mai mulți nucleoni. Datorită numărului mare de stări excitate în nucleul compus, pentru a calcula distribuția densității de nivele, a lărgimii nivelelor și a distanței dintre acestea, se poate utiliza termodinamica statistică. Introducînd premisele statistice corespunzătoare este menținută ipoteza independenței și secțiunea eficace de reacție se poate calcula după relația (XIX, 1—22). Tratarea cantitativă a reacțiilor nucleare la energii mari, care au loc cu formarea nucleului compus, sub ipotezele arătate mai sus, constituie *teoria statistică a reacțiilor nucleare*. Teoria statistică a nucleului se poate aplica deci numai nucleelor care se află în stare excitată.

La nucleele ușoare, nivelele de energie ale nucleului compus sînt în general bine separate, iar distanța dintre nivele este mult mai mare decît lărgimea nivelelor. Rezonanța observată în funcția de excitare se tratează cantitativ cu teoria dispersiei. La nucleele grele există multe grade de libertate și ca urmare nivelele de energie sînt numeroase și mult apropiate între ele. Dacă energia de excitare a nucleului compus este mare, are loc suprapunerea puternică a nivelelor de energie și nu se mai observă fenomenul de rezonanță. Datorită numărului relativ mare de nivele de energie, nu mai este posibilă tratarea lor individuală și trebuie aplicate metode statistice.

2. TEORIA DISPERSIEI A REACȚIILOR NUCLEARE. REZONANȚA NUCLEARĂ

Trăsătura distinctivă a reacțiilor nucleare la energii mici, o constituie existența unor rezonanțe puternice, abrupte, bine definite în variația secțiunii eficace de reacție cu energia, pentru una sau mai multe valori ale energiei particulelor incidente (neutron, proton). Fenomenul de rezonanță nucleară a fost prevăzut de Gurney în 1929, din considerații cuantomecanice și a fost pus în evidență experimental, pentru prima dată, de Pose [1], în același an, în reacția nucleară dintre nucleul de aluminiu și particulele alfa emise de o substanță radioactivă. După 1934 s-a descoperit rezonanța nucleară în reacțiile nucleare induse de protoni [2], cu energia de aproximativ 1 MeV și de neutronii lenți [3]. Elaborînd teoria nucleului compus în 1936, Bohr [4] a arătat că rezonanțele nucleare observate în funcțiile de excitare, $\sigma = f(E)$ se pot interpreta cu ajutorul nivelelor virtuale de energie create prin bombardarea unui nucleu țintă cu un nucleon. Dacă energia nucleului compus este foarte apropiată de una dintre energiile nivelelor virtuale de excitare, nucleul compus se poate forma cu mare probabilitate, deoarece particula incidentă străbate cu ușurință bariera de energie și funcția de excitare are forma prezentată schematic în figura

[1] H. Pose, *Z. Physik*, **30**, 780 (1929); **64**, 1 (1930).
[2] L. Hafstad, M. Tuve, *Phys. Rev.*, **47**, 506 (1935).
[3] E. Fermi și colab., *Ric. Sci.*, **5**, 282 (1934); E. Fermi, E. Amaldi, *Ric. Sci.*, A **6**, 544 (1935).
[4] N. Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936).

XIX—8. Conform relației (XIX, 1—3), la energiile particulei incidente E_a și E'_a, corespund două nivele de excitare ale nucleului compus : E(N.C.) și E(N.C.)′, care conduc la două rezonanțe cu lărgimile Γ și Γ', separate între ele prin distanța D. La aceste două rezonanțe, secțiunea eficace de reacție are valoarea maximă. La pătrunderea particulei incidente în nucleul țintă, în urma interacției puternice cu nucleonii constituenți, are loc un

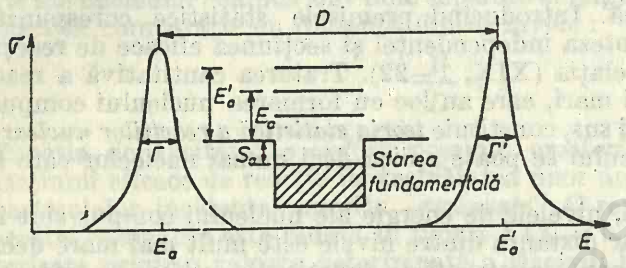


Fig. XIX—8. — Variația secțiunii eficace de reacție cu energia canalului incident în regiunea de rezonanță a spectrelor nucleare.

schimb continuu de energie, care imprimă nucleului compus o existență relativ lungă. Viața medie lungă a nucleului compus determină îngustimea (ascuțimea) liniilor de rezonanță în funcțiile de excitare. Distanța mică dintre rezonanțele nucleare indică participarea unui mare număr de nucleoni la fenomenul de rezonanță, deoarece există numeroase moduri de excitare pentru un ansamblu format dintr-un număr mare de nucleoni. Datorită interacției tari dintre nucleoni, rezonanța nucleară nu este determinată deci de nivelele de energie uniparticulă a nucleului compus. Nivelele de energie ale nucleului compus corespund unor amestecuri de configurații complexe ale funcțiilor de undă ale nucleonilor în nucleu.

În general, rezonanța în reacțiile nucleare la energii mici apare într-un domeniu de energii ale particulelor incidente de la cîțiva eV pentru nucleele grele, pînă la cîțiva MeV pentru nucleele ușoare.

Calculul secțiunii eficace de reacție în vecinătatea unei rezonanțe. Teoria reacțiilor nucleare cu rezonanță nucleară, care să redea dependența de energie a secțiunii eficace de reacție σ_r și de împrăștiere elastică σ_e, în vecinătatea unui nivel de rezonanță izolat, a fost elaborată de Breit și Wigner[1], Bethe și Placzek[2], Kapur și Peierls[3], Wigner și colab.[4], în analogie cu teoria dispersiei luminii, cunoscută ca *teoria dispersiei a reacțiilor nucleare*. Excitarea unui nivel de energie, legat sau nelegat în nucleul compus prin interacția cu o particulă incidentă, se asimilează cu excitarea oscilațiilor unui circuit electric de către o undă electromagnetică. Energia purtată de undele asociate particulei incidente este cedată preferențial nucleului compus dacă există o rezonanță între această undă și o anumită stare de excitare a nucleului compus format. Demonstrația relației $\sigma = f(E)$, cunoscută ca formula de rezonanță, s-a făcut cu diferite grade de generalizare, prin mai multe metode care implică calcule laborioase. Pen-

[1] G. Breit, E. Wigner, *Phys. Rev.*, **49**, 519 (1936).
[2] H. Bethe, G. Placzek, *Phys. Rev.*, **51**, 450 (1937).
[3] P. Kapur, R. Peierls, *Proc. Roy. Soc.*, A **166**, 277 (1938).
[4] E. Wigner, L. Eisenbud, *Phys. Rev.*, **72**, 29 (1947); T. Teichman, E. Wigner, *Phys. Rev.*, **87**, 123 (1952).

tru simplificare, se vor reda cîteva etape, cu semnificație fizică, în obținerea formulei de rezonanță. Secțiunea eficace de reacție $\sigma(a, b)$ se calculează după relația (XIX, 1—13), în care, pentru secțiunea eficace de formare a nucleului compus $\sigma_{N.C.}(a)$, se utilizează ecuația (XVIII, 5—33), care se ia sub forma (XVIII, 5—39) pentru a introduce coeficientul de transmisie T_l. Astfel, se obține următoarea expresie:

$$\sigma(a, b) = \pi\lambda^2 (2l + 1)\, T_l \cdot f(E)\, P_\beta(b) \qquad \text{(XIX, 2—1)}$$

în care $f(E)$ este o funcție dependentă de energie, a cărei expresie este dată de teoria dispersiei optice:

$$f(E) = \frac{C}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad \text{(XIX, 2—2)}$$

și reprezintă forma rezonanței nucleare. Efectul de rezonanță se suprapune peste variația continuă a secțiunii eficace date de relația (XVIII, 5—38). În ecuația (XIX, 2—2) mărimea E_0 este energia la care apare rezonanța, E energia particulei incidente, iar Γ lărgimea totală a rezonanței, măsurată la semiînălțimea maximă:

$$f(E) = \frac{1}{2} \cdot f(E_0) \quad \text{pentru} \quad E - E_0 = \pm\frac{\Gamma}{2}$$

Constanta de normare C se evaluează din condiția:

$$\frac{1}{D_l}\int_{-\infty}^{+\infty} f(E) = 1 \qquad \text{(XIX, 2—3)}$$

care reprezintă media tuturor rezonanțelor, separate între ele printr-o distanță medie D_l. La rezonanță, cînd $E = E_0$, integrala (XIX, 2—3) ia valoarea 1. Mărimea sa este dată de ecuația:

$$C = \frac{\Gamma \cdot D_l}{2\pi} \qquad \text{(XIX, 2—4)}$$

Secțiunea eficace de reacție în vecinătatea rezonanței devine acum:

$$\sigma(a, b) = \pi \cdot \lambda^2 (2l + 1)\, T_l \frac{D_l}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \cdot P_\beta \cdot (b)$$

(XIX, 2—5)

Utilizînd corelația [1] dintre lărgimea Γ_a a nivelului nucleului compus format prin captura particulei incidente a la nucleul țintă X și distanța dintre nivele D_l:

$$\Gamma_a = T_l \frac{D_l}{2\pi} \qquad \text{(XIX, 2—6)}$$

[1] Apendice I.

ecuația (XIX, 2—5) se scrie:

$$\sigma(a, b) = \pi \cdot (\lambda^2 (2l + 1) \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \cdot P_\beta \cdot (b) \qquad \text{(XIX, 2—7)}$$

Dacă pentru $P_\beta(b)$ probabilitatea de descompunere a nucleului compus prin canalul de ieșire β, cu emisia unei particule b, se ia raportul (XIX, 1—16), expresia secțiunii eficace devine:

$$\sigma(a, b) = \pi \cdot \lambda^2 (2l + 1) \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad \text{(XIX, 2—8)}$$

Ecuația (XIX, 2—8) este cunoscută ca *formula de dispersie Breit-Wigner pentru o singură rezonanță* sau formula Breit-Wigner pentru un nivel, cînd nucleul țintă are momentul unghiular intrinsec zero. Considerînd spinii partenerilor de reacție, s_a spinul particulei incidente, I_X spinul nucleului țintă și $I_{N.C.}$ spinul nucleului compus, secțiunea eficace de reacție este multiplicată cu factorul statistic g:

$$g = \frac{2I_{N.C.} + 1}{(2s_a + 1)(2I_X + 1)} \qquad \text{(XIX, 2—9)}$$

Dacă momentul unghiular orbital incident este l, pentru a se forma nucleul compus cu spinul nuclear $I_{N.C.}$, printr-un canal de spin dat și moment unghiular l, trebuie satisfăcută condiția:

$$s_a + I_X + l = I_{N.C.}$$

$$|s_a + I_X + I_{N.C.}| \geq l \geq |s_a + I_X - I_{N.C.}| \qquad \text{(XIX, 2—10)}$$

cu limitarea că sînt posibile numai valorile l pare sau impare permise de conservarea parității. Numărul total de moduri prin care se poate forma nucleul compus este: $(2s_a + 1)(2l + 1)(2I_X + 1)$. Probabilitatea de formare a nucleului compus cu spinul $I_{N.C.}$, în starea l, este dată de raportul:

$$g_l = \frac{2I_{N.C.} + 1}{(2s_a + 1)(2l + 1)(2I_X + 1)} \qquad \text{(XIX, 2—11)}$$

care, pentru $l = 0$ se transformă în (XIX, 2—9). Expresia secțiunii eficace (XIX, 2—8) pentru un nivel, cu $l = 0$, ia forma:

$$\sigma(a, b) = \pi\lambda^2 \frac{2I_{N.C.} + 1}{(2s_a + 1)(2I_{N.C.} + 1)} \cdot \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad \text{(XIX, 2—12)}$$

Pentru reacțiile nucleare cu particule fără spin ($s_a = I_X = 0$), $I_{N.C.} = l$ și $g = 2l + 1$.

Dependența secțiunii eficace de reacție $\sigma_r(a, b)$ de energia particulei incidente, rezultă din contribuția numitorului de rezonanță și a variației lărgimilor parțiale Γ_a și Γ_b cu energia, conform relației (XIX, 2—26).

Dacă funcția de excitare conține mai multe rezonanțe, teoria generalizată a dispersiei conduce la formula de dispersie pentru mai multe nivele.

Secțiunea eficace de împrăștiere elastică. Pentru procesul de împrăștiere elastică de forma:

$$a + X \rightarrow a + X$$

secțiunea eficace de împrăștiere $\sigma_e(a, a)$, la rezonanță este dată de relația (XIX, 2—8), în care canalul de intrare α este identic cu canalul de ieșire β și deci $\Gamma_a = \Gamma_b = \Gamma_e$:

$$\sigma_e(a, a) = \pi\lambda^2(2l + 1) \frac{\Gamma_e^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_e}{2}\right)^2} \qquad \text{(XIX, 2—13)}$$

Tratarea cantitativă a procesului de împrăștiere elastică a fost dezvoltată din considerații generale de către Weisskopf [1], care a stabilit o expresie cuprinzătoare pentru $\sigma_e(a, a)$, din care rezultă contribuția împrăștierii elastice la procesul total de interacție. Pentru stabilirea expresiilor pentru secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e și de reacție σ_r, se consideră ecuațiile acestora date de relațiile (XVIII, 5—25) și (XVIII, 5—28). În tratarea teoretică, fluxul de nucleoni incidenți (de exemplu neutroni în starea s) este reprezentat printr-o undă plană cu numărul de undă k, în afara nucleului. În interiorul nucleului, nucleonul captat are o energie cinetică mare și unda nucleonică este caracterizată printr-un număr de unde K mare ($K = 10^{13}$ cm^{-1}). La suprafața nucleară, unde $r = R$, numărul de unde k al undei incidente se schimbă în K, după cum

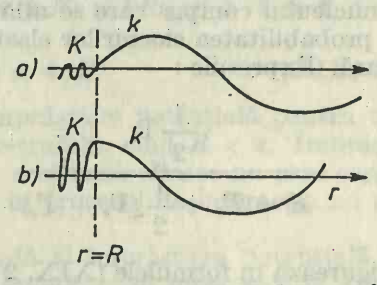


Fig. XIX — 9. — Reprezentarea schematică a funcției de undă radială pentru neutroni cu k și K, la suprafața nucleară, $r = R$. *a*) Împrăștierea potențială; *b*) împrăștierea rezonantă.

este reprezentat schematic în figura XIX—9. Dacă introducem funcția de undă $u = r\Psi$, condiția de continuitate pentru u și $\frac{du}{dr}$ la suprafața nucleară $r = R$, conduce la relația:

$$F(E) = R\left(\frac{1}{u} \cdot \frac{du}{dr}\right)_{r=R} \qquad \text{(XIX, 2—14)}$$

[1] H. Feshbach, D. Peaslee, V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **71**, 1352 (1947).

Luînd:

$$u(R) = A \sin(K R) = \frac{i}{2k}[\exp(-ikR) - S \exp(ikR)] \quad \text{(XIX,2—15)}$$

$$u'(R) = KA \cos(K R) = \frac{1}{2}[\exp(-ikR) + S \exp(ikR)] \quad \text{(XIX, 2—16)}$$

se obține pentru S relația:

$$S = \frac{1 + i\frac{k}{K} \operatorname{tg}(K R)}{1 - i\frac{k}{K} \cdot \operatorname{tg}(K R)} \exp(-i\,2kR) \quad \text{(XIX, 2—17)}$$

care, introdusă în expresiile (XVIII, 5—25) și (XVIII, 2—28), conduce la următoarele relații pentru secțiunea eficace de împrăștiere elastică σ_e și secțiunea eficace de reacție σ_r:

$$\sigma_e = 4\pi\lambda^2 \left[\frac{\frac{1}{2}\Gamma_e}{E - E_0 + \frac{i}{2}(\Gamma_e + \Gamma_r)} + \exp(ikR) \sin(k R) \right]^2 \quad \text{(XIX, 2—18)}$$

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_e \cdot \Gamma_r}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_e + \Gamma_r)^2} \quad \text{(XIX, 2—19)}$$

unde Γ_e și Γ_r sînt mărimi pozitive și reprezintă lărgimile parțiale ale nivelelor nucleului compus care se află într-o stare staționară. Acestea determină probabilitatea ciocnirilor elastice și neelastice, care conduc la reacția nucleară. Expresiile:

$$\frac{\frac{1}{2}\Gamma_e}{E - E_0 + \frac{i}{2}(\Gamma_e + \Gamma_r)} \text{ și } \frac{\Gamma_e \cdot \Gamma_r}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_e + \Gamma_r)^2}$$

care figurează în formulele (XIX, 2—18) și (XIX, 2—19) determină caracterul de rezonanță al secțiunilor eficace σ_e și σ_r.

În ecuația (XIX, 2—18) factorul $4\pi\lambda^2$ dă secțiunea eficace de împrăștiere elastică maximă, în starea s, în acord cu ecuația (XVIII, 5—31), pentru $l = 0$. Cei doi termeni reprezintă mecanismele prin care se poate produce împrăștierea elastică și determină forma funcției $\sigma_e = f(E)$. Primul termen reprezintă *împrăștierea la rezonanță*, prin care nucleonul incident pătrunde în nucleul țintă și formează nucleul compus. Prin descompunerea acestuia, se reemite nucleonul incident cu aceeași energie (în sistemul centrului de masă). Din condiția (XIX, 2—14) și ecuațiile (XIX, 2—15)—(XIX, 2—17) se demonstrează că în apropierea energiei

de rezonanță predomină primul termen din ecuația (XIX, 2—18). La nivelul de rezonanță numărul de unde extern k corespunde cu energia de rezonanță E_0 și amplitudinea undei incidente externe este maximă la suprafața nucleară, unde $r = R$ și conform condiției de continuitate, este egală cu amplitudinea undei interne (fig. XIX—9*b*); la suprafața nucleară derivata logaritmică a funcției $u(R)$ este nulă. În aceste condiții, probabilitatea ca nucleonul să pătrundă în nucleu, cu formarea nucleului compus, este maximă. Dacă termenul al doilea este nul, ecuația (XIX, 2—18) se transformă în ecuația (XIX, 2—13) cu $l \neq 0$ care exprimă împrăștierea elastică rezonantă.

Termenul al doilea din ecuația (XIX, 2—18) reprezintă împrăștierea potențială, prin care nucleonul incident este împrăștiat la suprafața nucleară fără a pătrunde în interiorul nucleului. Aceasta înseamnă că $u(R) = 0$ la suprafața nucleară, $r = R$. Continuitatea funcțiilor $u(r)$ și $u'(r)$ la frontieră implică faptul că amplitudinea undei interne este mult mai mică decît amplitudinea undei externe, raportul dintre ele fiind $\sim \frac{k}{K}$ (fig. XIX—9*a*). Pentru valori ale particulei incidente E, îndepărtate de energia de rezonanță E_0, primul termen se anulează și secțiunea eficace de împrăștiere elastică este dată de termenul al doilea, împrăștierea potențială. În acest caz, considerînd o groapă de potențial infinită, $V(r < R) = -\infty$, $K = i\infty$ și mărimea S, dată de ecuația (XIX, 2—17) devine :

$$S = \exp(-i\,2kR) \qquad \text{(XIX, 2—20)}$$

Introducînd expresia (XIX, 2—20) în ecuația secțiunii eficace de împrăștiere (XVIII, 5—25) se obține :

$$\sigma_e = \pi\lambda\!\!\!^{-2}[1 - \exp(-i2kR)] = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \cdot \sin^2(k\,R) \qquad \text{(XIX, 2—21)}$$

La energii mici ale particulelor incidente, de exemplu neutroni cu $E < 0{,}8$ MeV, se consideră $kR \ll 1$ și $\sin(k\,R) \simeq kR$; cu $k \cdot \lambda\!\!\!^{-} = 1$, formula (XIX, 2—21) se reduce la :

$$\sigma_e\,(\text{pot.}) \simeq 4\pi R^2 \qquad \text{(XIX, 2—22)}$$

care reprezintă secțiunea eficace de împrăștiere potențială pentru un nucleu asimilat cu o sferă rigidă, impenetrabilă, cînd $R \ll \lambda\!\!\!^{-}$. Împrăștierea potențială apare la toate energiile, iar secțiunea eficace nu este caracterizată de rezonanța nucleară, deoarece în procesul de interacție nu se formează nucleul compus.

Termenii de împrăștiere rezonantă și împrăștiere potențială nu se compun aditiv. Ca în orice fenomen ondulatoriu, între aceștia are loc o interferență[1], care este destructivă înaintea valorii de rezonanță a ener-

[1] La energii mici, secțiunea eficace totală de împrăștiere elastică σ_e se poate scrie sub forma :

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2+\frac{\Gamma^2}{4}} + 4\pi R^2 + \frac{4\pi R}{k}\frac{\Gamma\cdot(E-E_0)}{(E-E_0)^2+\frac{\Gamma^2}{4}}$$

unde ultimul termen exprimă termenul de interferență între împrăștierea rezonantă și împrăștierea potențială.

giei — și se manifestă prin apariția unui minim în curba de variație a secțiunii eficace de împrăștiere cu energia — și este constructivă după valoarea de rezonanță, care se observă prin faptul că după maximul de rezonanță, secțiunea eficace nu scade abrupt la zero; după o anumită scădere abruptă, secțiunea eficace scade lent și continuu pînă la valoarea

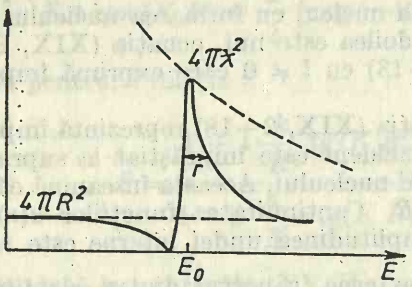


Fig. XIX — 10. — Efectul interferenței dintre împrăștierea rezonantă și potențială asupra dependenței de energie a secțiunii eficace totale de împrăștiere σ_e.

secțiunii eficace de împrăștiere potențială, $4\pi R^2$. Influența acestei interferențe asupra variației secțiunii eficace totale de împrăștiere elastică cu energia particulei incidente este redată schematic în figura XIX—10.

Efecte de interferență pot apărea, de asemenea, ca urmare a influenței structurii cristaline și moleculare a substanței țintă.

Tratarea riguroasă a procesului de împrăștiere elastică conduce la o expresie mai complexă decît (XIX, 2—18) pentru secțiunea eficace σ_e, care include dependența lărgimii Γ a nivelului și a energiei de rezonanță E_0 de energia particulei incidente. Pentru particulele incidente cu sarcină electrică apare interferența dintre împrăștierea potențială coulombiană, împrăștierea potențială nucleară și împrăștierea rezonantă.

Cercetările experimentale efectuate asupra împrăștierii elastice a neutronilor termici au furnizat rezultate care sînt în bună concordanță cu datele teoretice. Secțiunea eficace de împrăștiere potențială σ_e(pot.) este pentru majoritatea nucleelor dată de relația (XIX, 2—22), dacă maximul de rezonanță este îndepărtat și nu are loc procesul de absorbție. Cîteva valori ale secțiunii eficace de împrăștiere potențială a neutronilor

TABLOUL XIX—1

Secțiunea eficace de împrăștiere potențială pentru neutronii termici

	^{4}He	^{9}Be	^{12}C	^{16}O	^{27}Al	^{56}Fe	^{109}Ag	^{238}U
$\sigma_{n.n}$(pot.) [barn]	1,4	6,1	4,7	3,7	1,35	12,5	6	8,2
σ_e(pot.) $\simeq 4\pi R^2$ [barn]	0,2	1,2	1,4	1,7	2,4	4,0	6,2	10,5

termici $\sigma_{n.n}$(pot.), determinate experimental și calculate după relația (XIX, 2—22) sînt expuse în tabloul XIX—1. În anumite cazuri, din astfel de măsurători experimentale s-a calculat raza nucleară.

Împrăștierea rezonantă a neutronilor termici este dată de relația (XIX, 2—13), care devine:

$$\sigma_e(n, n) = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad (XIX,2-23)$$

Pentru nucleele ușoare, valorile secțiunilor eficace de împrăștiere rezonantă $\sigma_e(n, n)$ sînt mai mari decît valorile secțiunilor eficace de reacție σ_r și se micșorează la nucleele grele unde devine predominantă secțiunea eficace de reacție. Cîteva valori ale parametrilor de rezonanță pentru împrăștierea rezonantă a neutronilor termici de către unele nuclee sînt prezentate în tabloul XIX-2.

TABLOUL XIX—2

Valori ale parametrilor de rezonanță în împrăștierea rezonantă a neutronilor termici

Nucleul țintă	E_0 (eV)	Γ_n(eV)	$\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$	$\sigma_e(n, n)$ [barn]	
				experiment.	teoretic
^{23}Na	3300	340	0,99	$5,5 \cdot 10^2$	$5,4 \cdot 10^2$
^{55}Mn	345	20	0,99	$5 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^3$
^{59}Co	123	4	0,94	$1,25 \cdot 10^4$	$1,22 \cdot 10^4$
^{186}W	19	0,25	0,62	$0,9 \cdot 10^5$	$1,35 \cdot 10^5$

Date experimentale asupra reacțiilor nucleare cu rezonanță. Introducerea unor aproximații în formularea teoriei dispersiei a reacțiilor nucleare a permis obținerea unei expresii relativ simple pentru formula de dispersie Breit-Wigner (XIX, 2—8) care facilitează compararea cu datele experimentale. Așa de exemplu, energia de rezonanță E_0 și lărgimea Γ a nivelului se consideră constante și se neglijează variația acestora cu energia particulelor incidente. Datele experimentale acumulate confirmă relațiile teoretice pentru reacțiile nucleare cu rezonanță induse atît de neutroni, cît și de particulele încărcate.

Teoria dispersiei a reacțiilor nucleare reproduce foarte bine rezonanțele pentru multe reacții nucleare la energii mici. Din analiza formulei de dispersie (XIX, 2—8) rezultă unele regularități importante în forma funcției de excitare, care vor fi prezentate cu cîteva exemple experimentale.

Valoarea maximă a secțiunii eficace de reacție la rezonanță, $\sigma_m(a, b)$, se înregistrează dacă energia nucleonului incident E este egală cu energia de rezonanță E_0. Pentru $E = E_0$, $\Gamma_a = \Gamma_b = \frac{1}{2}\Gamma$ și secțiunea eficace de reacție maximă $\sigma_m(a, b)$ ia forma:

$$\sigma_m(a, b) = \pi \cdot \lambda^2 \qquad (XIX, 2-24)$$

Secțiunea eficace maximă se reduce la jumătate pentru valori ale energiei nucleonului incident, date de relația:

$$E - E_0 = \pm \frac{1}{2}\Gamma \qquad (XIX, 2-25)$$

Lărgimea nivelului Γ este proporțională cu numărul de unde k sau cu mărimea $\sqrt{E}$, după relația[1]:

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\frac{E}{E_0}} \qquad \text{(XIX, 2—26)}$$

unde Γ_0 este lărgimea adevărată a nivelului și are o valoare constantă, bine definită, pentru fiecare nivel. Rezonanțele înguste și ascuțite au o valoare mare a secțiunii eficace și se caracterizează printr-o lărgime Γ mică, ceea ce indică o viață medie lungă ($\sim 10^{-14}$ s) a stării excitate a nucleului compus. Rezonanțele largi au o valoare mică a secțiunii eficace și indică formarea unei stări excitate a nucleului compus de viață medie scurtă ($\sim 10^{-16}$ s).

Funcția de excitare (XIX, 2—8) descrie cu succes multe reacții nucleare ale neutronilor de energie mică și ale protonilor, dintre care se vor prezenta cîteva.

Reacții nucleare ale neutronilor de energie mică. Rezonanțe nucleare puternice se observă în reacțiile nucleare de captură radiativă a neutronilor termici și lenți, de energie cuprinsă între 0,1 și 100 eV (limita superioară poate crește pînă la 1000 eV) la nucleele medii și grele. Lărgimea acestor rezonanțe variază între 0,03 și 2 eV, cea ce demonstrează că viața medie a nucleului compus este cuprinsă între $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ s și $\sim 4 \cdot 10^{-16}$ s. Funcțiile de excitare prezintă una sau mai multe maxime de rezonanță. Dacă există mai multe rezonanțe, intensitatea maximelor scade treptat cu energia neutronului incident. La interacția neutronilor lenți cu nucleele sînt posibile două procese concurente:

— împrăștierea rezonantă a neutronului prin reacția de tip (n, n):

$$^1_0\mathrm{n} + \mathrm{X} \rightarrow [\mathrm{N.C.}] \rightarrow {}^1_0\mathrm{n} + \mathrm{X} \qquad \text{(XIX, 2—27)}$$

— captura radiativă a neutronului prin reacția de tip (n, γ):

$$^1_0\mathrm{n} + \mathrm{X} \rightarrow [\mathrm{N.C.}] \rightarrow \gamma + \mathrm{Y} \qquad \text{(XIX, 2—28)}$$

Nucleul compus format prin captura neutronului de către nucleul țintă X se află în stare excitată și revine în stare fundamentală prin emisia de radiații gamma. Adesea tranziția în starea fundamentală se poate realiza prin emisia unei cascade de radiații gamma.

Secțiunea eficace totală a procesului de interacție σ_T, este compusă din secțiunea eficace de împrăștiere rezonantă σ_e(n, n), dată de expresia (XIX, 2—23) și secțiunea eficace a reacției de captură radiativă $\sigma_r(n, \gamma)$:

$$\sigma_T = \sigma_e(\mathrm{n}, \mathrm{n}) + \sigma_r(\mathrm{n}, \gamma) \qquad \text{(XIX, 2—29)}$$

---

[1] V. Maleakov, op. cit., p. 313. Se demonstrează că pentru particule incidente lente, cu numărul cuantic l ($kR \ll 1$) — ținînd seama de forma funcției de undă, $\Psi(kR)$ care este invers proporțională cu $k^l \cdot R^{l+1}$ — lărgimea Γ este proporțională cu $(kR)^{2l+1}$: $\Gamma \simeq k^{2l+1}$.

Din ecuația (XIX, 2—8), pentru $l = 0$, rezultă pentru $\sigma_r(n, \gamma)$ următoarea expresie:

$$\sigma_r(n, \gamma) = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad \text{(XIX, 2—30)}$$

și secțiunea eficace totală de interacție σ_T devine:

$$\sigma_T = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} + \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

care prin rearanjare, ia forma finală:

$$\sigma_T = \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E}} \cdot \frac{\Gamma^2}{4(E - E_0)^2 + (\Gamma)^2} \qquad \text{(XIX, 2—31)}$$

unde σ_0 reprezintă secțiunea eficace totală de interacție la o energie a neutronilor egală cu energia E_0 a nivelului de rezonanță și Γ este lărgimea totală a nivelului, care este compusă din lărgimile parțiale Γ_n și Γ_γ:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \qquad \text{(XIX, 2—32)}$$

Dacă $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, predomină împrăștierea rezonantă și $\sigma_T \simeq \sigma_e(n, n)$. Dacă însă $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$, predomină procesul de captură radiativă și $\sigma_T \simeq \sigma_r(n, \gamma)$. Ordinul de mărime al acestor lărgimi parțiale este: $\Gamma_n \simeq 0{,}001$ eV și $\Gamma_\gamma \simeq$ $\simeq 0{,}1$ eV. Pentru o energie de excitare a nucleului compus apropiată de energia de legătură a neutronului, E (N.C.) $\simeq S_n$, din expresia probabilității de emisie a radiației gamma rezultă că viața medie τ este $\sim 10^{-14}$ s, care determină ordinul de mărime al lărgimii radiative, $\Gamma_\gamma \simeq 0{,}1$ eV. Cu creșterea energiei de excitare a nucleului compus, lărgimea radiativă se mărește. Mărimea lărgimii radiative Γ_γ este practic independentă de energia neutronilor incidenți [1]; conform relației (XV, 2—46), lărgimea radiativă este proporțională cu energia E_γ a cuantei emise în procesul de captură, $\Gamma_\gamma \simeq E_\gamma^{2l+1}$, care nu depinde de energia neutronilor incidenți. Energia radiațiilor gama emise în reacțiile de captură radiativă este cuprinsă în jurul valorii de 1 MeV, ca de exemplu: $^{23}Na(n, \gamma)\,^{24}Na$, $E_\gamma = 1{,}4$; 2,7 MeV; $^{59}Co(n, \gamma)\,^{60}Co$. $E_\gamma = 1{,}17$; 1,33 MeV; $^{197}Au(n, \gamma)\,^{198}Au$, $E\gamma =$ $= 0{,}41$ MeV.

Pentru o mai clară înțelegere a apariției rezonanțelor nucleare în reacțiile de captură radiativă a neutronilor lenți ($E_n < 100$ eV) se va face uz de o reprezentare schematică a nivelelor de energie în stare funda-

[1] V. Maleabov, op. cit., p. 331. Energia cuantei gamma emise E_γ este: $E_\gamma = E_X - E_Y - E_n$, unde E_n este energia neutronilor, E_X și E_Y, energia nucleelor țintă X și rezidual Y. Dacă $E_\gamma \gg E_n$, energia cuantei gamma emise depinde puțin de energia neutronului incident E_n, ceea ce determină practic independența lărgimii radiative Γ_γ de E_n.

mentală și în stare excitată, pentru un nucleu de masă medie, care este redată în figura XIX—11. În apropiere de starea fundamentală, pentru un nucleu de masă medie, distanța dintre nivele este de aproximativ 0,1 MeV. Un neutron cu energia mai mică de 0,1 MeV nu poate produce

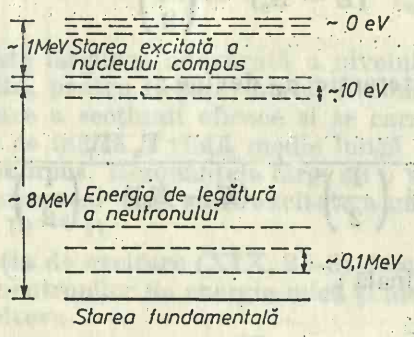


Fig. XIX—11. — Reprezentare schematică a nivelelor de energie în vecinătatea stării fundamentale și în starea excitată a nucleului compus.

procesul de împrăștiere neelastică, deoarece nu este posibilă excitarea nivelelor superioare de energie. Cu creșterea energiei de excitare a nucleului se micșorează distanța dintre nivele, ajungînd la ~ 10 eV în regiunea de excitare de ~ 8 MeV. La energii mai mari nivelele se apropie mult, trecîndu-se treptat în domeniul continuumului. Dacă este captat un neutron lent (~ 1 eV) de către un nucleu cu masă moderată, nucleul compus are o energie de excitare E (N.C.) cu puțin superioară valorii de ~ 8 MeV, energia de legătură a neutronului. Distanța dintre nivelele de energie este de ~ 10 eV și deci cantitatea mică de energie cinetică E_a, cu

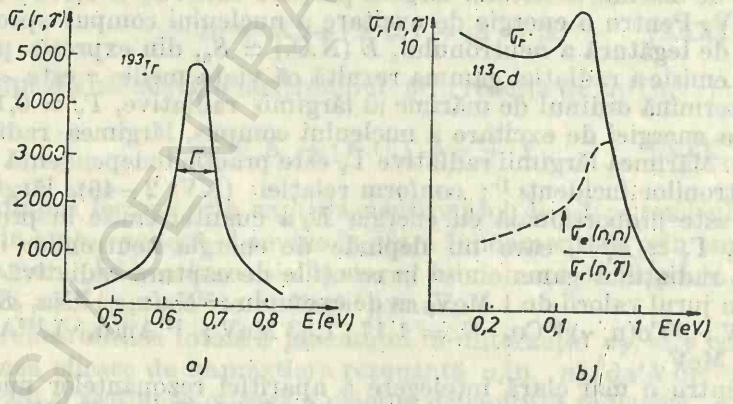


Fig. XIX—12. — Dependența de energie a secțiunii eficace de captură radiativă a neutronilor lenți la nuclee grele. *a*) ^{193}Ir; *b*) ^{113}Cd.

care contribuie neutronul lent la excitarea nucleului compus, conform relației (XIX,1-3) asigură condiția de captură radiativă la rezonanță. Dacă există mai multe maxime de rezonanță, distanța dintre ele este de aproximativ 10 ev. Pentru exemplificare, în figura XIX-12 se redă funcția de

excitare în domeniul de rezonanță, pentru captura radiativă a neutronilor lenți la nucleele ^{113}Cd și ^{193}Ir. Contribuția împrăștierii elastice în cazul cadmiului (^{113}Cd 12,3%), este indicată în figura XIX—12*b* prin linia punctată care dă raportul $\sigma_e(n, n)/\sigma_r(n, \gamma)$. Un exemplu deosebit de interesant îl oferă funcția de excitare a nucleului ^{238}U care este prezentată în figura XIX—13, unde se exprimă variația secțiunii totale de interacție σ_T cu energia neutronilor pînă la 4 000 eV.

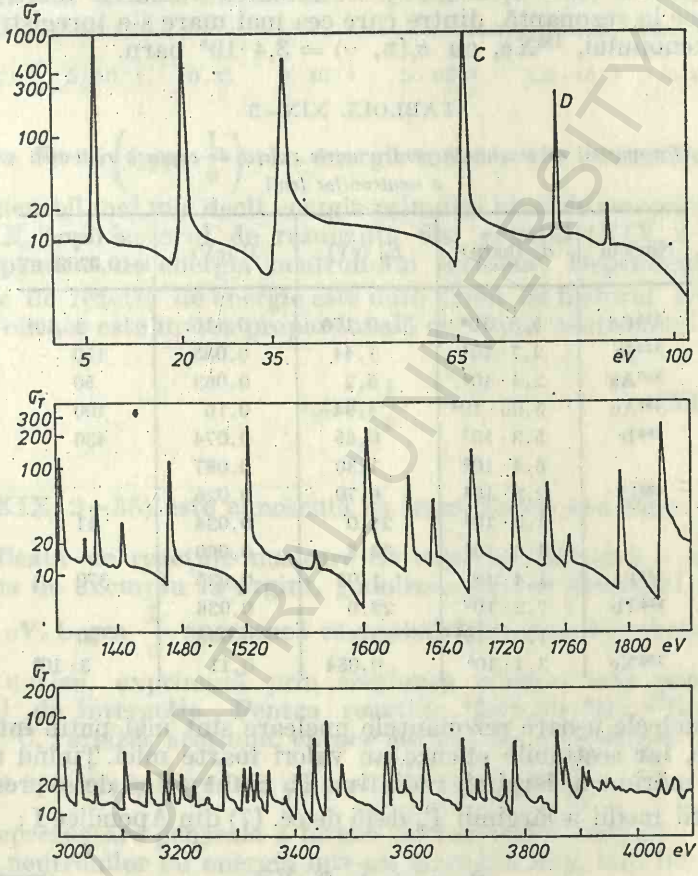


Fig. XIX—13. — Secțiunea eficace totală de interacție a neutronilor de energie mică cu nucleul ^{238}U.

Se observă numărul mare de rezonanțe a căror intensitate scade continuu cu creșterea energiei neutronilor pînă se estompează. Lărgimea rezonanțelor crește de la 0,03 eV în domeniul de energie 5 ÷ 100 eV, la cîțiva eV în regiunea de energie de 3 000 ÷ 4 000 eV. Distanța medie dintre rezonanțe este de aproximativ 18 eV. Analiza funcției de excitare scoate în evidență și contribuția proceselor de împrăștiere elastică; așa de exemplu, maximele *C* și *D* se datoresc împrăștierii rezonante, forma

curbelor fiind identică cu cea prezentată în figura XIX—10, care rezultă din interferența împrăștierii rezonante cu împrăștierea potențială. Valoarea constantă, de fond, prezentă pe întreg domeniul de energie este adusă de împrăștierea potențială, care este ~10 barn, conform relației (XIX, 2—22), unde R este raza nucleului de uraniu.

Parametrii de rezonanță E_0, Γ și σ_r pentru cîteva reacții de captură radiativă a neutronilor lenți la nuclee grele sînt dați în tabloul XIX—3. În ultima coloană se indică valorile secțiunii eficace de reacție pentru neutroni termici ($E \simeq 0{,}0253$ eV). Se remarcă valoarea mare a secțiunilor eficace la rezonanță, dintre care cea mai mare s-a înregistrat pentru izotopul xenonului, ^{135}Xe, cu $\sigma_r(n, \gamma) = 3{,}4 \cdot 10^6$ barn.

TABLOUL XIX—3

Parametrii de rezonanță pentru unele reacții de captură radiativă a neutronilor lenți

Nucleul	σ_r (barn)	E_0 (eV)	Γ (eV)	σ (barn) la 0,0253 eV
^{113}Cd	$5{,}8 \cdot 10^4$	0,176	0,115	$2 \cdot 10^4$
^{115}In	$2{,}7 \cdot 10^4$	1,44	0,085	150
^{107}Ag	$2{,}4 \cdot 10^4$	5,2	0,063	50
^{197}Au	$3{,}06 \cdot 10^4$	4,94	0,16	100
^{193}Ir	$5{,}3 \cdot 10^3$	0,65	0,074	430
	$6{,}4 \cdot 10^3$	1,30	0,087	
^{238}U	$2{,}3 \cdot 10^4$	6,70	0,026	
	$1{,}9 \cdot 10^4$	21,0	0,034	11
	$1{,}6 \cdot 10^4$	36,8	0,060	
^{240}Pu	$1{,}4 \cdot 10^5$	1,06	0,035	370
^{232}Th	$7{,}3 \cdot 10^3$	22,0	0,036	
	$1{,}03 \cdot 10^4$	23,6	0,043	20
^{135}Xe	$3{,}4 \cdot 10^6$	0,084	0,11	$3 \cdot 10^6$

La nucleele ușoare rezonanțele nucleare sînt mai puțin intense sau chiar slabe, iar secțiunile eficace au valori foarte mici. Ținînd seama de ordinul de mărime al lărgimii radiative, $\Gamma_\gamma \simeq 0{,}1$ eV și de expresia generală a valorii medii a lărgimii $\overline{\Gamma}_n$ dată de ec. (7) din Apendice I:

$$\overline{\Gamma}_n \simeq 10^{-4} \cdot \overline{D} \cdot \sqrt{\overline{E}}. \qquad \text{(XIX, 2—33)}$$

unde $\overline{D}$ este distanța medie dintre nivele, rezultă că raportul $\Gamma_\gamma/\overline{\Gamma}_n$ este invers proporțional cu $\overline{D}$. Ca urmare, valorile secțiunilor eficace ale nucleelor ușoare $\sigma_r(n, \gamma)$, care au distanța $\overline{D}$ mare, sînt mici, în deplină concordanță cu rezultatele experimentale. Pentru neutroni termici, secțiunea eficace de captură radiativă la nucleele ușoare $\sigma_{ter.}$ se calculează după relația:

$$\sigma_{ter.} = 240 \cdot \frac{1}{\overline{D}} \qquad \text{(XIX, 2—34)}$$

care conduce la valori ce sînt în concordanță cu mărimile determinate experimental. Valorile secțiunilor eficace de captură radiativă a neutronilor termici la unele nuclee ușoare, sînt indicate în tabloul XIX—4.

TABLOUL XIX—4

Secțiunea eficace de captură radiativă a neutronilor termici la nucleele ușoare

Nucleul	^{1}H	^{2}H	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{12}C	^{14}N	^{16}O
σ_t (barn)	0,3	$5 \cdot 10^{-4}$	0,33	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	0,1	$2 \cdot 10^{-4}$

Legea Fermi $\left(\text{legea } \frac{1}{v}\right)$. La energii termice ale neutronilor, cînd E este considerabil mai mic decît energia primului nivel de rezonanță E_0, $\Gamma \gg (E - |E_0|)$ și factorul de rezonanță din ecuația (XIX, 2—31) este ușor independent de energia neutronului incident. Dependența secțiunii eficace de reacție de energie este dată acum de factorul $1/\sqrt{E}$, adică secțiunea eficace este invers proporțională cu viteza neutronului termic v:

$$\sigma_{ter.} \simeq \frac{1}{v} \qquad \text{(XIX, 2—35)}$$

Relația (XIX, 2—35) este cunoscută ca legea Fermi sau legea $\frac{1}{v}$ și este bine verificată de reacțiile nucleare de captură radiativă a neutronilor termici, ca de exemplu la argint, gadoliniu ș.a., în domeniul de energie 0,01 ÷ 1 eV. Legea $\frac{1}{v}$ sugerează că probabilitatea de interacție neutron termic — nucleu, exprimată prin secțiunea eficace, este proporțională cu timpul de interacție. Pentru reacțiile $^{6}Li(n, \alpha)\ ^{3}H$; $^{10}B(n, \alpha)\ ^{7}Li$; $^{17}O(n, \alpha)\ ^{14}C$, variația secțiunii eficace de reacție cu energia neutronilor (0,025 ÷ 1 000 eV) este redată de asemenea de legea $\frac{1}{v}$.

O reprezentare generală a formei de variație a secțiunii eficace de reacție a neutronilor cu energia într-un domeniu larg, cuprins între 0,01 și 10^6 eV, este expusă în figura XIX—14.

Se observă că pentru neutroni termici, secțiunea eficace scade invers proporțional cu energia, așa cum prevede legea $\frac{1}{v}$, în domeniul 0,01 ÷ 1 eV, la nucleele grele. Pentru nucleele ușoare, legea Fermi se verifică într-un domeniu de energie mult mai larg, care se extinde pînă la cîțiva keV, după cum se poate vedea din figura XIX—15, unde se prezintă scăderea lineară a secțiunii eficace de captură a neutronilor, cu energia cuprinsă între 0,01 și 10 keV, de către nucleul ^{10}B. Pentru neutroni lenți cu energia cuprinsă între 1 și 100 eV, funcția de excitare conține mai

multe rezonanțe înguste, de mare intensitate. În reacțiile cu nucleele ușoare, se observă rezonanțe largi, la energii mai mari, cu valori mai mici ale secțiunilor eficace. Figura XIX—16 prezintă ca exemplu, funcția de

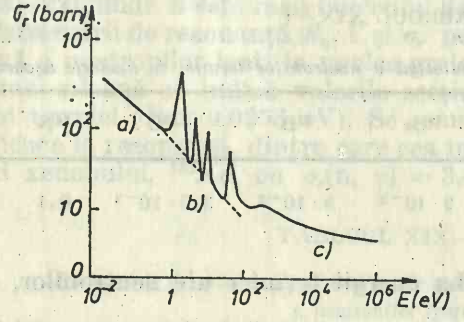
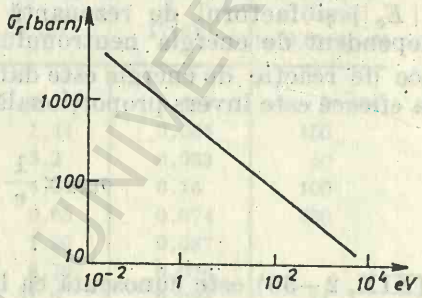


Fig. XIX — 14. — Variația secțiunii eficace de reacție cu energia neutronilor. *a*) Regiunea $1/v$; *b*) regiunea de rezonanță; *c*) regiunea continuumului (neutroni rapizi).

Fig. XIX — 15. — Funcția de excitare pentru reacția neutronilor cu nucleul ^{10}B.



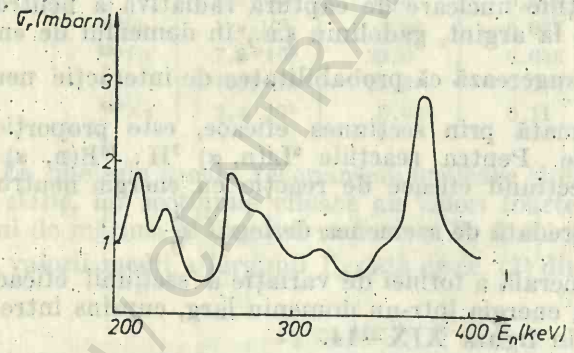


Fig. XIX—16. — Rezonanțe nucleare în reacția $^{27}Al(n, \gamma)\ ^{28}Al$.

excitare pentru reacția ^{27}Al (n, γ) ^{28}Al, la energii ale neutronilor între 200 și 400 keV. La energii mai mari, în domeniul $10^3 \div 10^6$ eV, caracteristic pentru neutronii rapizi, secțiunea eficace de reacție scade lent și înregistrează valori mici. În acest domeniu, pentru tratarea cantitativă a reacțiilor nucleare, se aplică teoria statistică.

Reacții nucleare ale protonilor. Reacțiile nucleare cu protoni, de tipul (p, γ) și (p, n) se caracterizează prin rezonanțe nucleare bine conturate. Pentru nucleele ușoare, la energii ale protonilor de $1 \div 3$ MeV,

reacțiile de captură radiativă, X (p, γ) Y prezintă numeroase rezonanțe înguste. La rezonanță, cînd energia protonului incident E_p este egală cu energia de rezonanță E_0, $E_p = E_0$, expresia secțiunii eficace (XIX, 2—12) devine :

$$\sigma_r(p, \gamma) = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2}\, g \frac{\Gamma_p \cdot \Gamma_\gamma}{\Gamma} \qquad \text{(XIX,2—36)}$$

Dacă procesele posibile de descompunere a nucleului compus sînt reemisia protonului și emisia cuantei gamma, lărgimea totală este : $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$. De regulă $\Gamma_p \simeq 10$ keV și $\Gamma_\gamma \simeq 1$ eV și astfel, relația (XIX, 2—36) ia forma :

$$\sigma_r(p, \gamma) = 4\,\pi\,\lambda\!\!\!^{-2}\, g \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \qquad \text{(XIX,2—37)}$$

Un exemplu de importanță teoretică și experimentală îl constituie reacția ^{27}Al (p, γ) ^{28}Si, a cărei funcție de excitare este prezentată în figura XIX—17. În domeniul de energie a protonilor, 0,5 ÷ 1,5 MeV, apar 30 de maxime de rezonanță proeminente, foarte înguste, cu distanța medie dintre ele de aproximativ 30 keV. Valorile lărgimii Γ_p sînt cuprinse între $\sim$ 1 eV (E_p = 0,5 MeV) și $\sim$ 1 keV(E_p = 1,5 MeV). Lărgimea radiativă

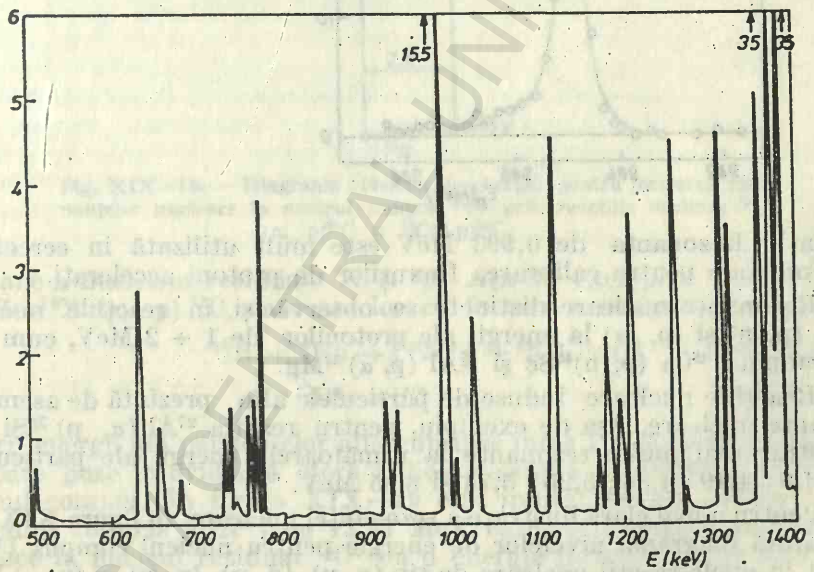


Fig. XIX—17. — Randamentul de radiații gamma în reacția de captură radiativă ^{27}Al(p, γ) ^{28}Si.

Γ_γ este de aproximativ 1 eV, independentă de energia protonilor incidenți. Lărgimea totală Γ este de aproximativ 1 keV. Pe ordonata figurii XIX—17 este prezentată intensitatea radiației gamma emise de nucleul compus ^{28}Si* $\rightarrow$ ^{28}Si + γ. Aceasta oferă indicații asupra nivelelor de energie în nucleul compus ^{28}Si*. Valoarea mică a lărgimii radiative dovedește că viața medie a acestuia este lungă. Structura rezonanței de la 0,993 MeV

este indicată în figura XIX—18*b* împreună cu variația secțiunii eficace de împrăștiere rezonantă cu energia (figura XIX—18 *a*), deoarece reacția de captură radiativă ^{27}Al (p, γ) ^{28}Si este în competiție cu împrăștierea elastică la rezonanță Al (p, p) Al, la aceeași valoare a energiei protonilor

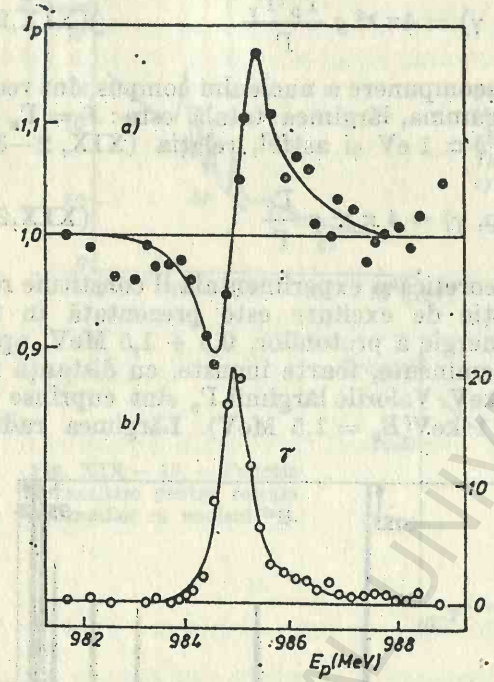


Fig. XIX — 18. — Structura rezonanței de 0,93 MeV în interacția ^{27}Al + p; σ_e(p,p) pentru împrăștierea protonilor pe Al; *b*) forma rezonanței ^{27}Al(p, γ)^{28}Si la 0,993 MeV.

incidenți. Rezonanța de 0,993 MeV este mult utilizată în cercetările experimentale pentru calibrarea fluxurilor de protoni accelerați.

Rezonanțe nucleare distincte se observă și în reacțiile nucleare de tip (p, n) și (p, α) la energii ale protonilor de 1 ÷ 2 MeV, cum sînt de exemplu: ^{48}Ca (p, n)^{48}Sc și ^{27}Al (p, α) ^{24}Mg.

Reacțiile nucleare induse de particulele alfa prezintă de asemenea rezonanțe nucleare. Așa de exemplu, pentru reacția ^{27}Al (α, p) ^{30}Si s-au înregistrat mai multe rezonanțe la următoarele energii ale particulelor alfa: 4,0; 4,49; 4,86; 5,25; 5,75 și 6,65 MeV.

Pentru o mai clară ilustrare a rezonanței nucleare, în figura XIX—19 se prezintă diagrama nivelelor de energie pentru nucleul compus [^{14}N*] format în unele reacții nucleare de tip (α, p), (d, p), (p, n) și (p, γ) [1]. Se observă că primul nivel de excitare este mult ridicat deasupra nivelului fundamental, la 2,31 MeV, iar nivelele următoare sînt plasate la distanțe continuu descrescătoare pe măsură ce crește energia de excitare. Pînă la 7,542 MeV ($[M_{^{13}C} + M_{^{1}H} - M_{^{14}N}]c^2$), energia minimă de disociere, unde se află nivelele legate, nu este posibilă emisia de particule (n, p, d, α) singurul proces posibil fiind dezexcitarea prin emisia de radiații gamma.

[1] F. Ajzenberg, T. Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 321 (1952).

La energii mai mari de 7,542 MeV, apar nivelele virtuale și dezexcitarea este posibilă prin mai multe moduri, cu emisia de particule. Tranziția poate avea loc pînă la starea fundamentală sau la o anumită stare de

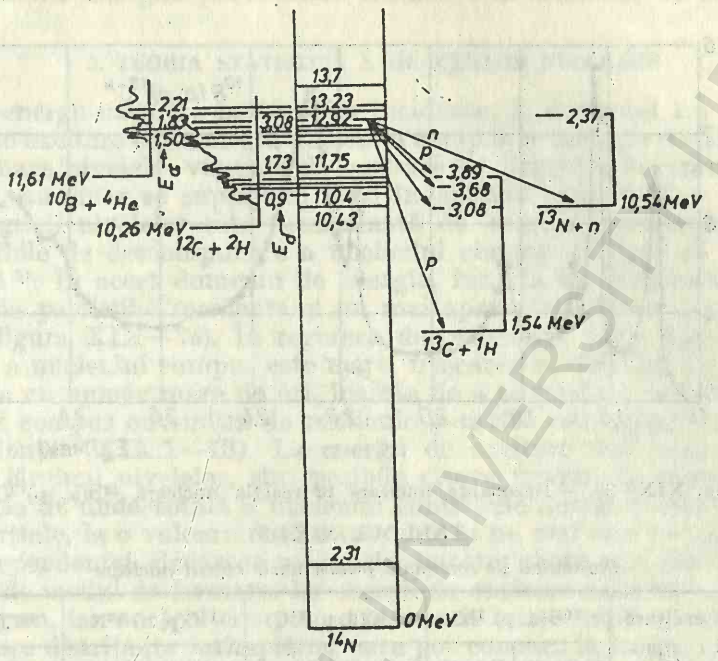


Fig. XIX—19. — Diagrama nivelelor de energie pentru formarea rezonanțelor nucleare în nucleul compus ^{14}N prin reacțiile nucleare ^{10}B $(\alpha, p)^{13}C$ și $^{12}C(d,p)^{13}C$.

excitare a nucleelor reziduale ^{12}C și ^{15}N. Așa de exemplu, în reacția nucleară ^{10}B (α, p) ^{13}C, care are loc cu formarea nucleului compus ^{14}N:

$$^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow [^{14}N^*] \rightarrow ^{13}_{6}C^* + ^{1}_{1}H \qquad (XIX,2-38)$$

$$^{13}_{6}C^* \rightarrow ^{13}C + \gamma \qquad (XIX, 2-39)$$

pentru energii ale particulelor alfa cuprinse între 1 și 3 MeV, rezonanțele nucleare puse în evidență oferă indicații asupra nivelelor de excitare în nucleul compus. În figura XIX—19 este indicat nivelul de excitare al nucleului compus $[^{14}N^*]$ de 12,92 MeV care, prin emisia unui proton conduce la nucleul rezidual $^{13}C^*$ cu o energie de excitare de 3,89 MeV. Prin emisia radiațiilor gamma de 3,89 MeV, nucleul excitat $^{13}C^*$ trece în starea fundamentală prin reacția (XIX, 2—39). În partea stîngă a figurii XIX—19 sînt schițate rezonanțele nucleare pentru cele două reacții nucleare, pentru a scoate în evidență corelația maximelor de rezonanță, cu energia nivelelor de excitare în nucleul compus. Rezonanțele nucleare în reacția $^{10}B(\alpha, p)$ ^{13}C sînt indicate în figura XIX—20. Pe ordonată este înregistrată intensitatea radiației gamma emisă de nucleul rezidual $^{13}C^*$. Energia radiațiilor alfa incidente este exprimată în sistemul laboratorului. Spre exemplu, rezonanța observată la $E_\alpha = 1,83$ MeV este de-

terminată de energia nivelului virtual din nucleul compus ^{14}N de 12,92 MeV, care este formată din suma : 11,61 MeV ($[M_{^{10}B} + M_{^4He} - M_{^{14}N}]c^2$) + $+\frac{10}{14} \cdot 1{,}83 = 12{,}92$ MeV. În tabloul XIX—5 sînt redate valorile lăr-

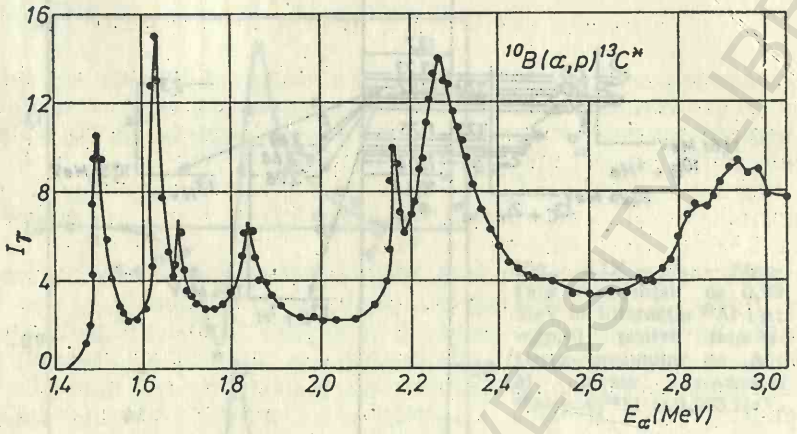


Fig. XIX—20. — Rezonanțe nucleare în reacția nucleară $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$.

TABLOUL XIX—5

Parametrii de rezonanță pentru unele reacții nucleare

Energia de excitare a nucleului compus $^{14}N^*$ (MeV)	$^{10}B(\alpha, p)\ ^{13}C$		$^{12}C(d, p)\ ^{13}C$		$^{13}C(p, n)\ ^{13}N$		$^{13}C(p, \gamma)\ ^{14}N$	
	E_α(MeV)	Γ(keV)	E_d(MeV)	Γ(keV)	E_p(MeV)	Γ(keV)	E_p(MeV)	Γ(keV)
13,23	2,27	130						
13,16	2,16	20						
12,92	1,83	40	3,08					
12,81	1,68	15						
12,78	1,63	25	2,90					
12,68	1,50	30						
12,5			2,68					
12,4			2,49					
11,75			1,73		4,53	150		
11,49			1,43	5,5				
11,42					4,18	35		
11,38			1,30	80				
11,26			1,16	200				
11,23			1,13	30	4,01	22		
11,04			0,91	200	3,77	100		
10,43							3,11	30
9,49							2,10	45
9,18							1,76	2
8,70							1,25	500
8,62							1,16	6
8,06							0,55	32

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

gimilor totale Γ pentru rezonanțele nucleare în reacțiile $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$; $^{12}C(d, p)^{13}C$; $^{13}C(p, n)^{13}N$; $^{13}C(p, \gamma)^{14}N$, care trec prin același nucleu compus, ^{14}N și nivelele de excitare ale acestuia. Mărimile E_α, E_d și E_p indică valorile energiei particulelor incidente la maximul de rezonanță.

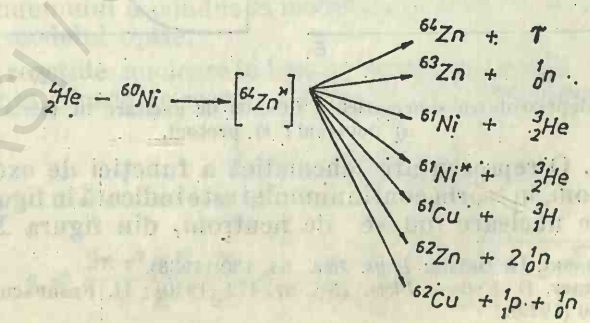
3. TEORIA STATISTICĂ A REACȚIILOR NUCLEARE

La energii mari ale particulelor incidente, în domeniul $1 \div 30$ MeV, energia de excitare comunicată nucleului compus se mărește considerabil [1] și ca urmare nivelele virtuale de excitare se lărgesc și se apropie mult între ele sau chiar se suprapun, fiind îndeplinită condiția $\Gamma \gg D$. Creșterea lărgimii nivelelor este determinată de mărirea numărului de canale posibile de descompunere a nucleului compus și viața sa medie se scurtează [2]. În acest domeniu de energie, funcția de excitare scade lent cu energia particulei incidente și nu mai apar rezonanțele nucleare ascuțite (figura XIX—7*c*). În regiunea de rezonanță, unde durata medie de viață a nucleului compus este mare, mișcarea nucleonilor în nucleu se repetă de un număr mare de ori, înainte de a se produce descompunerea nucleului compus cu emisia de particule și astfel este asigurată ipoteza independenței (XIX,1—13). La energii de excitare mai mari, datorită creșterii lărgimii nivelelor, sînt posibile cîteva moduri de descompunere (la funcția de undă totală a nucleului contribuie numai cîteva funcții de undă parțiale, la o valoare dată a energiei) și nu mai este respectată ipoteza independenței, deoarece modul de descompunere a nucleului compus depinde de modul de formare. La energii de excitare ridicate, rezonanțele se suprapun, iar nucleul compus se formează într-o multitudine de stări de excitare distribuite întîmplător, care pot concura la modul de descompunere. În regiunea de suprapunere accentuată a nivelelor, la funcția de undă totală a unui nivel, contribuie un număr mare de funcții de undă parțiale pentru configurațiile de particule independente și configurațiile

---

[1] Pentru o valoare a energiei cinetice a particulei incidente, $E_a \simeq 10$ MeV, conform relației (XIX, 1—3), energia de excitare a nucleului compus, E(N.C.) $\simeq 18$ MeV, dacă $m_a \ll M_X$.

[2] După relația: $t = 2{,}2.10^{-21} \dfrac{A^{1/3}}{E(\text{N.C.}) - S_n} \exp \dfrac{S_n}{T}$ (s), unde T (MeV) este temperatura nucleară, pentru emisia de neutroni, viața unui nucleu compus cu $A = 100$, excitat la 15 MeV este $\sim 10^{-18}$ s și se reduce la $\sim 5.10^{-21}$ s, dacă energia de excitare crește la 60 MeV. Această descreștere rapidă a vieții nucleului compus este datorată creșterii numărului de canale de ieșire cu energia de excitare. De exemplu, în reacția particulei alfa cu nucleul ^{60}Ni, prin care se formează nucleul compus [$^{64}Zn^*$], sînt deschise mai multe canale de ieșire:



colective iar modul de descompunere a nucleului compus nu mai depinde de modul de formare. Fiind din nou menținută ipoteza independenței, secțiunea eficace de reacție se poate calcula după relația (XIX, 1—22), care depinde însă acum de anumite ipoteze statistice asupra mișcării nucleare întîmplătoare în nucleul compus. În regiunea energiilor mari de excitare, pe lîngă manifestarea structurii în straturi nucleonice, capătă o importanță tot mai mare formele colective de mișcare ale nucleonilor. Dacă nucleul este asimilat cu picătura de lichid, pentru tratarea cantitativă se aplică legile termodinamicii statistice. Intervalul de timp dintre pătrunderea nucleonului în nucleu și emiterea unei anumite particule din nucleul compus este suficient ($\sim 10^{-16}$ s) pentru realizarea echilibrului termodinamic; energia de excitare se repartizează între toți nucleonii constituenți în conformitate cu legile mecanicii statistice, iar emisia unuia sau mai multor nucleoni, are loc dacă asupra acestora se localizează întîmplător o cantitate suficientă de energie, pentru a le permite străbaterea suprafeței nucleare. Impulsul particulei incidente este comunicat unui ansamblu format dintr-un număr suficient de mare de nucleoni, considerat perturbat din punct de vedere statistic. Calculele bazate pe aceste presupuneri, formează *teoria statistică a reacțiilor nucleare*. Modelul care descrie reacțiile nucleare ce au loc cu formarea nucleului compus, constituie *modelul statistic*.

Calculul secțiunii eficace de formare a nucleului compus $\sigma_{N.C.}$ în regiunea continuumului de nivele, cunoscute ca teoria continuumului, constă dintr-o mediere a tuturor rezonanțelor suprapuse și a fost elaborată de Bethe [1] și Weisskopf [2], utilizînd ecuația nucleului negru (XVIII,5—46):

$$\sigma_{N.C.} = \pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \cdot \frac{4kK}{(k+K)^2}$$

Pentru neutroni, la energii mari, coeficientul de transmisie se apropie de unitate și secțiunea eficace totală de interacție σ_T, este dată de relația

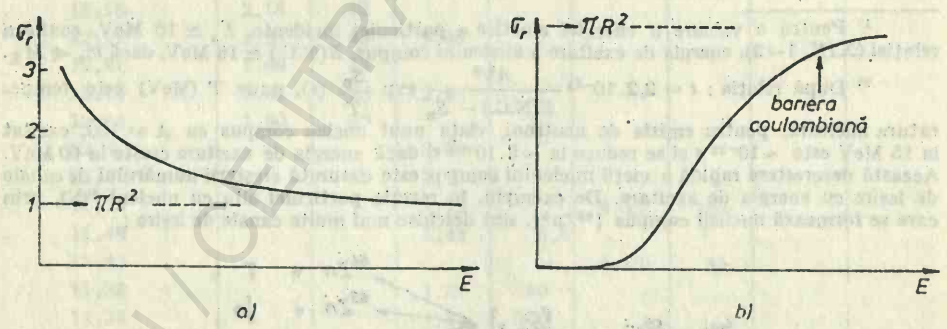


Fig. XIX—21. — Reprezentarea schematică a funcției de excitare în teoria continuumului; *a*) neutroni; *b*) protoni.

(XVIII, 5—38). O reprezentare schematică a funcției de excitare pentru neutroni și protoni, în teoria continuumului este indicată în figura XIX—21. Pentru reacțiile nucleare induse de neutroni, din figura XIX—21*a* se

[1] E. Konopinski, H. Bethe, *Phys. Rev.*, **54**, 130 (1938).
[2] V. Weisskopf, D. Ewing, *Phys. Rev.*, **57**, 472 (1940); H. Feshbach, V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **76**, 1550 (1949).

observă că secțiunea eficace de reacție scade monoton de la valoarea $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ în domeniul energiilor mici, la valoarea $\pi \cdot R^2$ în domeniul energiilor mari. Ca exemplu concret, se indică funcția de excitare pentru reacția nucleului Ni cu neutroni în domeniul de energie 0,01 ÷ 1,4 MeV, în figura XIX—22.

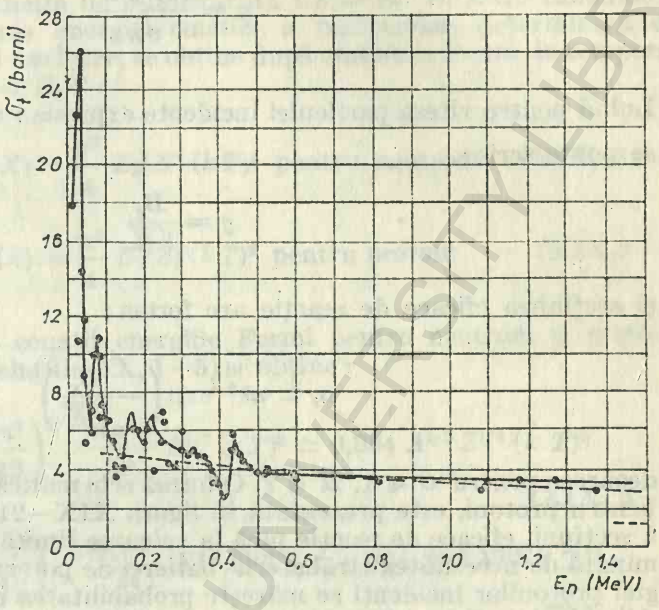


Fig. XIX—22. — Funcția de excitare pentru reacția Ni+n, în domeniul de energie 0,01 ÷ 1,4 MeV.

Se poate vedea că la energii mai mari de 0,4 MeV, secțiunea eficace totală de interacție, dată de ecuația (XVIII, 5—38), scade continuu și lent cu energia, spre valoarea minimă $2\pi R^2$. Variația mărimii σ_T cu energia, conform ecuației (XVIII, 5—46) este indicată prin linia întreruptă. Determinarea experimentală a secțiunii eficace totale de reacție pentru neutroni, cu energia de 19 MeV, cu un număr mare de nuclee din întreg sistemul periodic al elementelor (H, He, C, F, Si, Al, Fe, Cu, Zr, Pb, Bi, U), verifică mulțumitor ecuația (XVIII, 5—46). Rezultatele măsurătorilor se înscriu pe o dreaptă care reprezintă funcția $\sigma_T^{1/2} = f(A^{1/3})$ de forma: $\sigma_T^{1/2} = \sqrt{2\pi} \cdot (R_0 \cdot A^{1/3} + \lambda\!\!\!^{-})$ cu $R_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm și $\lambda\!\!\!^{-} = 1{,}04 \cdot 10^{-13}$ cm. Pentru a apropia concordanța cu datele experimentale, îmbunătățirea teoriei continuumului a condus la modelul nucleului cu potențial complex, cunoscut ca modelul optic.

Pentru reacțiile nucleare induse de protoni, datorită barierei coulombiene, secțiunea eficace de reacție este multiplicată cu factorul Gamov G:

$$G = F \cdot \exp(-g) \qquad \text{(XIX, 3—1)}$$

unde:

$$g = \frac{2\pi e^2 z Z}{v \cdot \hbar} \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{\frac{E}{B_c}} - \sqrt{\frac{E}{B_c}\left(1 - \frac{E}{H}\right)} \qquad \text{(XIX, 3—2)}$$

în care E este energia particulei incidente iar B_c înălțimea barierei de potențial. Celelalte mărimi au semnificația cunoscută. Dacă $E \ll B_c$, ecuația (XIX, 3—2) devine:

$$g = \frac{2\pi c^2 z Z}{v \hbar} \qquad \text{(XIX, 3—3)}$$

Luînd pentru viteza particulei incidente expresia: $v = \sqrt{\frac{2E}{m_a}}$, factorul g se poate scrie:

$$g = \frac{B_c}{\sqrt{E}} \qquad \text{(XIX, 3—4)}$$

și secțiunea eficace de reacție are forma:

$$\sigma_r \simeq \pi \lambda\!\!\!^{-2} \exp\left(-\frac{B_c}{\sqrt{E}}\right) \qquad \text{(XIX, 3—5)}$$

deoarece pentru $G \ll 1$, $R \ll \lambda\!\!\!^{-}$. O formă schematică a funcției de excitare pentru protoni, este prezentată în figura XIX—21*b*. Creșterea continuă a secțiunii eficace de reacție pînă la valoarea limită $\sigma_r \simeq \pi R^2$ este determinată de necesitatea străbaterii barierei de potențial; cu creșterea energiei protonilor incidenți se mărește probabilitatea de penetrare a barierei și secțiunea eficace de reacție se mărește. La reacțiile nucleare endoenergetice funcția de excitare are o formă similară cu aceea din figura XIX—21*b*, cu deosebirea că apare o nouă caracteristică: energia de prag. Relația (XIX, 3—5) este bine verificată de datele experimentale.

Deoarece bariera de potențial coulombian B crește cu sarcina nucleului țintă, energia protonilor incidenți necesară pentru realizarea unei reacții nucleare crește cu mărirea masei nucleului. În general, reacțiile nucleare cu nuclee ușoare se produc la energii ale protonilor mai mici de 1 MeV, iar cu nuclee grele, la energii de ordinul a 15 MeV. Reacțiile nucleare cu particule alfa au loc la energii de două ori mai mari.

În teoria statistică a reacțiilor nucleare, emisia unei particule de către nucleul compus în stare excitată, este interpretată cu un proces de evaporare, în care energia de legătură a nucleonului este echivalentă cu căldura latentă de evaporare a picăturii de lichid încălzit. Aceasta sugerează că nucleul compus în stare excitată, care emite nucleoni din stări situate în domeniul continuumului, poate fi considerat ca un sistem termodinamic cu o anumită „*temperatură nucleară*". Prin captarea unei particule de către nucleul țintă, se formează nucleul compus cu o anumită temperatură nucleară (exprimată în MeV) care se micșorează prin emisia unei particule, cînd nucleul compus se „răcește". Probabilitatea de emisie a particulei depinde de temperatura nucleară și de densitatea de nivele în nucleul compus, ambele fiind mărimi dependente de energia de excitare E(N.C.).

„Temperatura nucleară" a nucleului compus. Pentru evaluarea temperaturii nucleare și a densității de nivele, se utilizează modelul gazului Fermi pentru structura nucleului. În această reprezentare, energia de excitare a nucleului compus, E(N.C.) este distribuită statistic între nucleonii gazului Fermi, în funcție de temperatura nucleară. În stare fundamentală, $T = 0$. Creșterea energiei cinetice a nucleonilor, determinată de mărirea temperaturii nucleare, se obține după statistica Fermi, la temperaturi joase, cînd $kT \ll E_F$ [1]:

$$\triangle E_F(N) = \frac{\pi^2}{4} E_F(N) (kT)^2 \text{ pentru neutroni} \qquad \text{(XIX, 3—6)}$$

$$\triangle E_F(Z) = \frac{\pi^2}{4} E_F(Z) (kT)^2 \text{ pentru protoni} \qquad \text{(XIX,3—7)}$$

Înlocuind în aceste ecuații energiile Fermi pentru neutroni și protoni, $E_F(N)$ și $E_F(Z)$, cu relațiile (IX, 1—5) se obține:

$$\triangle E_F(N) = \left(\frac{\pi^2}{12}\right)^{1/3} \frac{m_n v^{2/3}}{\hbar^2} Z^{1/3} (kT)^2 \simeq 0{,}064\, A^{2/3} Z^{1/3} (k\,T)^2 \qquad \text{(XIX, 3—8)}$$

$$\triangle E_F(Z) = \left(\frac{\pi^2}{12}\right)^{1/3} \frac{m_p v^{2/3}}{\hbar^2} N^{1/3} (kT)^2 \simeq 0{,}064\, A^{2/3} N^{1/3} (k\,T)^2 \qquad \text{(XIX, 3—9)}$$

Energia de excitare a nucleului compus, E (N.C.), este dată de suma acestor două relații: E(N.C.) = $\triangle E_F(N) + \triangle E_F(Z)$:

$$E(\text{N.C.}) \simeq 0{,}064\ (N^{1/3} + Z^{1/3}) \cdot (k\,T)^2 \qquad \text{(XIX, 3—10)}$$

unde E(N.C.) și kT se exprimă în MeV. Dacă pentru simplificare se ia $Z \simeq \frac{A}{2{,}2}$ și $N \simeq \frac{A}{1{,}8}$, relația (XIX,3—10) se scrie:

$$E \simeq 0{,}10\ A \cdot (k\,T)^2 \qquad \text{(XIX,3 —11)}$$

Pentru $kT = 1$ MeV corespunde o „temperatură nucleară" de $1{,}16 \cdot 10^{10}$ °K. De exemplu, pentru nucleul de uraniu, cu $A = 238$ ($Z = 92$; $N = 146$), la o energie de excitare E(N.C.) = 6 MeV, se obține $kT \simeq 0{,}5$ MeV ($T \simeq 6 \cdot 10^9$ °K).

---

[1] Energia cinetică totală a protonilor (incluzînd energia de zero) este dată de relația:

$$E_c = \frac{3}{5} Z\, E_F(Z) \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \cdot \left(\frac{kT}{E_F(Z)}\right)^2 + \cdots\right]$$

O relație similară se scrie pentru energia cinetică totală a neutronilor.

Densitatea de nivele. Creșterea densității de nivele $\rho(E(\text{N.C.}), A)$ cu numărul de nucleoni și energia de excitare a nucleului compus, se poate deduce din relația lui Boltzmann, care corelează entropia nucleară $S(T)$ cu densitatea de stări :

$$S(T) = k \ln \rho(E(\text{N.C.}), A) \qquad \text{(XIX,3—12)}$$

Luînd pentru energia de excitare expresia (XIX, 3—11), entropia nucleară se obține după relația :

$$S(T) = \int_0^T \frac{\mathrm{d}\, E(\text{N.C.})}{T} = 2\, a\, k^2\, T = 2\, k \sqrt{a E(\text{N.C.})} \qquad \text{(XIX,3—13)}$$

cu $a \cong 0{,}10\ A\ \text{MeV}^{-1}$, din care rezultă densitatea de stări :

$$\rho(E(\text{N.C.}), A) = \exp\left[\frac{S(T)}{k}\right] = c \exp[2\sqrt{a E(\text{N.C.})}] \qquad \text{(XIX,3—14)}$$

Distanța medie dintre nivele, $\bar{D}$, se poate calcula din (XIX, 3—14) :

$$\bar{D} = \frac{1}{\rho(E(\text{N.C.}), A)} = \frac{1}{c} \exp[-2\sqrt{a \cdot E(\text{N.C.})}] \qquad \text{(XIX,3—15)}$$

Ecuația (XIX,3—14) redă cantitativ dependența densității de nivele de energia de excitare a nucleului compus și de numărul de masă A. În figura XIX—23 este prezentată variația distanței medii dintre nivele $\bar{D}$

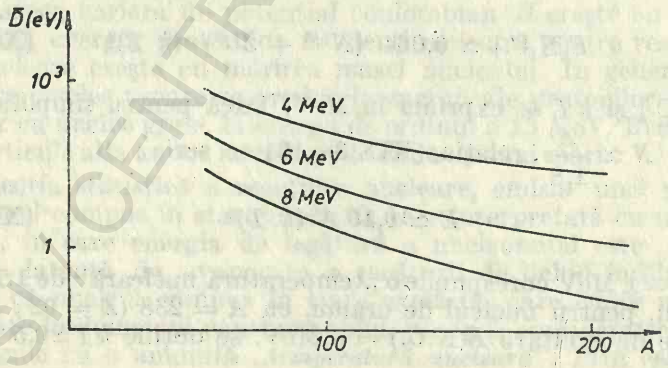


Fig. XIX—23.—Variația distanței medii dintre nivele, $\bar{D}$ cu E(N.C.) (4, 6 și 8 MeV) și A. (În apropiere de starea fundamentală, $\tilde{D} \simeq 10^5$ eV).

cu aceste două mărimi. Valorile constantelor c și a, pentru care se obține bună concordanță cu rezultatele experimentale, sînt redate în tabloul XIX—6.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

In cadrul modelului Fermi, pentru energia de excitare E(N.C.) comunicată nucleonilor ce se află pe nivele superioare energiei Fermi E_F, se obţine o relaţie dependentă de temperatura nucleară de forma :

$$E(\text{N.C.}) = \frac{\pi^2 \cdot N_t}{4E_F} \cdot T^2 - T \qquad \text{(XIX, 3—16)}$$

unde N_t este numărul total de nucleoni. Dacă sistemul este format din $A - Z$ neutroni şi Z protoni, ecuaţia (XIX, 3—16) se scrie :

$$E(\text{N.C.}) = a\,T^2 - T \qquad \text{(XIX, 3—17)}$$

în care constanta a, parametrul densităţii de nivele, are forma :

$$a = \frac{\pi^2}{4}\left(\frac{A - Z}{E_F(N)} + \frac{Z}{E_F(Z)}\right) \qquad \text{(XIX, 3—18)}$$

unde $E_F(N)$ şi $E_F(Z)$ sînt energiile Fermi pentru gazul neutronic şi protonic. La energii mici de excitare, relaţia (XIX, 3—17) se reduce la :

$$E(\text{N.C.}) = a \cdot T^2 \qquad \text{(XIX, 3—19)}$$

Din (XIX, 3—19) se obţine dependenţa temperaturii nucleare de energia de excitare a nucleului compus E (N.C.) şi numărul de masă A :

$$T = \sqrt{\frac{E}{a}} \qquad \text{(XIX, 3—20)}$$

În tabloul XIX—7 sînt prezentate cîteva valori ale temperaturii nucleare.

TABLOUL XIX—6

Valorile constantelor c şi a din ecuaţia (XIX, 3—14), pentru diferite valori ale numărului de masă A

A	a (MeV^{-1})	c (MeV^{-1})
27	0,45	0,5
63	2	0,3
115	8	0,02
181	10	0,01
231	12	0,005

TABLOUL XIX—7

Valori ale temperaturii nucleare [kT(MeV)]

E(N.C.), MeV \ A	25	55	115	181	231
5	3,3	1,6	0,8	0,7	0,6
10	4,7	2,2	1,1	1,0	0,9
15	5,8	2,7	1,4	1,2	1,1

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Teoria statistică a descompunerii nucleului compus. Formularea cantitativă a emisiei de particule din nucleul compus cu ajutorul modelului statistic a fost efectuată de Weisskopf[1] și este cunoscută ca teoria evaporării. Să considerăm reacția de echilibru la care participă nucleul compus în stare excitată:

$$a + X \rightarrow [N.C.^*] \rightleftharpoons b + Y \qquad (XIX, 3-21)$$

După formare, prin reacția particulei incidente a cu nucleul țintă X, nucleul compus în stare excitată, cu energia de excitare E(N.C.), se descompune în nucleul rezidual Y în stare excitată cu energia de excitare E_Y, cu emisia unei particule b, care primește o energie cinetică e_b. Reprezentarea schematică a acestui proces este indicată în figura XIX—2, iar corelația dintre energiile celor trei componente este exprimată prin ecuația (XIX, 1—6). La procesul de descompunere a nucleului compus, concurează și procesul de reformare prin reacția nucleului rezidual Y cu particula emergentă b. Nucleul rezidual în stare excitată Y* poate emite fotoni trecînd în stare fundamentală sau dacă nivelul de excitare este suficient de ridicat, are loc emisia unui alt nucleon rezultînd un nou nucleu rezidual.

Probabilitatea de emisie a particulei b prin dezintegrarea nucleului compus se poate calcula în funcție de secțiunea eficace inversă de formare a nucleului compus prin reacția nucleului rezidual Y cu particula emergentă b, $\sigma_{N.C.}$ (b, Y), cu ajutorul principiului echilibrului detaliat (teorema reciprocității). În formularea generală, pentru tranziția $A \rightleftharpoons B$, numărul de tranziții $N_{A\rightarrow B}$ de la starea A la starea B este egal cu numărul de tranziții $N_{B\rightarrow A}$ de la starea B la starea A:

$$W_{A\rightarrow B} \cdot \rho_A = W_{B\rightarrow A} \cdot \rho_B \qquad (XIX, 3-22)$$

unde $W_{A\rightarrow B}$ este probabilitatea de tranziție $A \rightarrow B$, ρ_A densitatea de nivele în starea A, $W_{B\rightarrow A}$ probabilitatea de tranziție $B \rightarrow A$, iar ρ_B densitatea de nivele în starea B. Pentru reacția nucleară reprezentată prin (XIX, 3—21), principiul echilibrului detaliat (XIX, 3—22) ia forma:

$$W_b(e_b)\,\rho_X(E(N.C.)) = W_c(e_b) \cdot \rho_{bY}(E_Y) \qquad (XIX, 3-23)$$

unde $W_b(e_b)$ este probabilitatea de tranziție de la starea $a + X$ la starea $b + Y$, cu emisia particulei b de energie cinetică e_b, $\rho_X(E(N.C.))$ este densitatea de nivele în nucleul compus a...X, cu energia de excitare E(N.C.), $W_c(e_b)$ este probabilitatea de formare a nucleului compus din particula emergentă b și nucleul rezidual Y, cu energia de excitare $E_Y = E_b(\max.) - e_b$, conform relației (XIX, 1—6) și $\rho_{bY}(E_Y)$ este densitatea de stări pentru sistemul $b + Y$, care reprezintă produsul dintre densitatea de stări $\rho_Y(E_Y)$ pentru nucleul rezidual excitat Y și numărul stărilor cuantice dg[2] ale particulei b cu energia cuprinsă între e_b și $e_b + de_b$:

$$dg = \frac{4\pi \mathcal{V} m_b}{h^3}(2m_b \cdot e_b)^{1/2} de_b \qquad (XIX, 3-24)$$

[1] V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 52, 295 (1937).
[2] Vol. II, 1, p. 271, ecuația (IX, 1—12).

În ecuația (XIX, 3—24), $\mathscr{V}$ este volumul din spațiul fazelor în care se găsește particula b iar m_b este masa sa (volumul celulei unitate din spațiu este h^3). Densitatea de stări $\rho_{bY}(E_Y)$ are următoarea formă :

$$\rho_{bY}(E_Y) = \frac{(2s+1)\mathscr{V} m_b}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_b \cdot e_b)^{1/2} \cdot \rho_Y(E_Y)\, de_b \quad \text{(XIX, 3—25)}$$

unde s este spinul particulei. Utilizînd relația dintre probabilitatea de tranziție și secțiunea eficace de reacție, probabilitatea de formare a nucleului compus $W_c(e_b)$ din perechea b + Y, aflată în volumul $\mathscr{V}$, se poate scrie sub forma :

$$W_c(e_b) = \sigma_{N.C.}(bY) \cdot \frac{v}{\mathscr{V}} \quad \text{(XIX, 3—26)}$$

unde $v = (2\, e_b/m_b)^{1/2}$ este viteza particulei b. Cu ecuațiile (XIX, 3—25) și (XIX, 3—26) principiul echilibrului detaliat (XIX, 3—23) devine :

$$W_b(e_b)\ \rho_X(E(\text{N.C.}))\text{d}\, e_b = (2s+1)\frac{m_b}{\pi^2\hbar^3} e_b \sigma_{N.C.}(bY)\, \rho_Y(E_Y)\text{d}\, e_b \quad \text{(XIX, 3—27)}$$

și probabilitatea de emisie a particulelor b cu energia cuprinsă între e_b și $e_b + \text{d}\, e_b$, în unitatea de timp, este dată de relația :

$$W_b(e_b)de_b = \frac{(2s+1)\, m_b}{\pi^2\hbar^3} \frac{\rho_Y(E_Y)}{\rho_X(E(\text{N.C.}))} e_b \cdot \sigma_{N.C.}(bY)\, \text{d}\, e_b \quad \text{(XIX, 3—28)}$$

Considerînd pe $\rho_X(E(\text{N.C.}))$ independent de energia particulei emergente, pentru $W_b(e_b)$ se obține următoarea formă finală :

$$W_b(e_b)de_b = k g_s m_b \int_0^{Eb(\max.)} e_b \sigma_{N.C.}(bY)\, \rho_Y(E_Y) de_b \quad \text{(XIX, 3—29)}$$

unde k include toate mărimile constante și $g_s = 2s + 1$.

Pentru a introduce entropia nucleară și temperatura nucleară, se scrie ecuația (XIX, 3—28) sub forma :

$$W_b(e_b)de_b = \frac{g_s m_b}{\pi^2\hbar^3} e_b \cdot \sigma_{N.C.}(bY) \cdot \exp\left[S_Y(E(\text{N.C.}) - S_b - e_b) - S_c(E(N.C.))\right] de_b \quad \text{(XIX, 3—30)}$$

și se presupune $E(\text{N.C.}) - S_b \gg e_b$, deoarece energia de excitare a nucleului compus este mai mare decît energia cinetică a particulei emergente b. Dacă

densitatea de nivele în nucleul compus și în nucleul rezidual este identică, la o energie dată de excitare, entropiile nucleare ale celor două sisteme sînt aproximativ egale, $S_{N.C.} \simeq S_Y$ și se poate scrie :

$$S_Y(E(N.C.) - S_b - e_b) \simeq S_{N.C.}(E(N.C.) - S_b) - \qquad \text{(XIX, 3—31)}$$

$$- e_b \cdot \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E = E_Y\,(max.)} + \ldots$$

unde :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E = E_Y\,(max.)} = \frac{1}{T_Y} \qquad \text{(XIX, 3—32)}$$

T_Y fiind temperatura nucleară a nucleului rezidual cu energia de excitare maximă, $E_Y(max.)$. Substituind ecuațiile (XIX, 3—31) și (XIX, 3—32) în relația (XIX, 3—30), probabilitatea W_b devine :

$$W_b(e_b)de_b = \frac{g_s m_b}{\pi^2 \cdot \hbar^3} e_b \cdot \sigma_{N.C.}(bY) \cdot \exp\,[(S_{N.C.}(E(N.C.) - S_b) - \qquad \text{(XIX, 3—33)}$$

$$- S_{N.C.}(E(N.C.))] \exp\left(-\frac{e_b}{T_Y}\right) de_b$$

care ia forma finală :

$$W_b(e_b)de_b \cong \frac{g_s m_b}{\pi^2 \cdot \hbar^3} e_b \sigma_{N.C.}(bY) \exp\left(-\frac{S_b}{T_{N.C.}} - \frac{e_b}{T_Y}\right) de_b \qquad \text{(XIX,3—34)}$$

unde $T_{N.C.}$ este temperatura nucleară a nucleului compus la energia de excitare E (N.C.).

Spectrul de energie al nucleonilor evaporați. Relația (XIX, 3—29) sau (XIX, 3—34) se poate utiliza pentru calculul spectrului de energie a nucleonilor emiși de nucleul compus excitat. Pentru numărul de nucleoni $N(e_b)$ emiși cu energia cuprinsă între e_b și $e_b + de_b$ se obține următoarea expresie :

$$N(e_b)de_b = \text{const.}\ e_b \sigma_{N.C.} \rho_Y(E_Y) de_b \qquad \text{(XIX, 3—35)}$$

sau :

$$N(e_b)de_b = \text{const.}'\ e_b \exp\left(-\frac{e_b}{kT_Y}\right) de_b . \qquad \text{(XIX, 3—36)}$$

Forma schematică a spectrului de energie pentru emisia unui neutron, proton sau a unei particule alfa, este reprezentată în figura XIX—24. Factorii importanți care determină forma spectrului sînt densitatea de nivele în nucleul rezidual $\rho_Y(E_Y)$ excitat la energia $E_Y(max) - e_b$ și

secțiunea eficace de formare a nucleului compus din reacția particulei emergente b cu nucleul rezidual Y, $\sigma_{N.C.}(bY)$. După cum se poate vedea din relația (XIX, 3—29), probabilitatea de emisie a particulei b crește mai întîi cu produsul $e_b \cdot \sigma_{N.C.}(bY)$ datorită mărimii considerabile a densi-

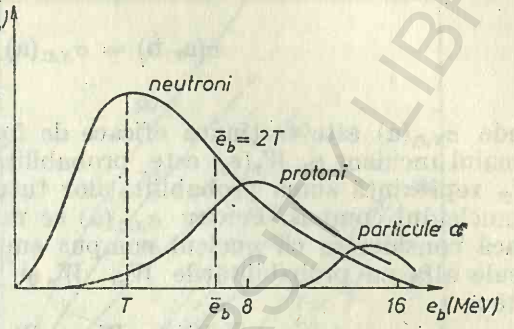


Fig. XIX—24. — Spectrul de energie al particulelor (neutron, proton, alfa) emise de nucleul compus cu energia de excitare în regiunea statistică.

tății de nivele $\rho_Y(E_Y)$, atinge un maxim, după care scade lent datorită micșorării densității de nivele determinată de creșterea energiei cinetice transferate particulei emergente b. Datorită acțiunii barierei coulombiene, la emisia particulelor încărcate (protoni, particule alfa) maximul este deplasat spre valorile mari ale energiei e_b.

Pentru o reacție nucleară cu emisia de neutroni, energia medie a neutronilor $\bar{e}_n$ se calculează după relația:

$$\bar{e}_n = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_n \cdot W_n(e_n)\, de_n}{\int_0^\infty W_n(e_n) de_n} = \frac{\int_0^\infty e_n^2 \exp\left(-\frac{e_n}{T}\right) de_n}{\int_0^\infty e_n \exp\left(-\frac{e_n}{T}\right) de_n} = 2T \quad \text{(XIX, 3—37)}$$

care redă corelația cu temperatura nucleară T.

Rezultatele experimentale se prezintă de preferință exprimînd raportul $\frac{N(e_b)}{e_b}$ la scară logaritmică în funcție de e_b:

$$\ln \frac{N(e)}{e_b} = f\left(\frac{1}{T} \cdot e_b\right) \quad \text{(XIX, 3—38)}$$

și din panta dreptei $\frac{1}{T}$ se poate obține mărimea temperaturii nucleare.

O concordanță bună dintre ecuația (XIX, 3—38) și datele experimentale s-a obținut de exemplu, pentru reacția ^{103}Rh (p, n) ^{103}Pd la energii ale protonilor între 5 și 12 MeV. Spectrul neutronilor emiși de nucleul compus [^{104}Pd] detectați la un unghi $\theta = 80°$, pentru o energie a protonilor incidenți de 9 MeV, este reprezentat în figura XIX—25. Acordul cu teoria evaporării este satisfăcut pentru o valoare a temperaturii nucleare, $T = 0{,}8$ MeV. Discrepanța observată la $11 \div 12$ MeV se datorește apa-

riției reacției de tip (p, 2 n): ^{103}Rh (p, 2 n) ^{102}Pd, care se produce la energii mai mari de 9 MeV.

Calculul secțiunii eficace de reacție. Secțiunea eficace de reacție $\sigma(a, b)$ se calculează după formula generală (XIX, 1—17):

$$\sigma(a, b) = \sigma_{N.C.}(a) \cdot \frac{W_b(e_b)}{W_T} \qquad \text{(XIX, 3—39)}$$

unde $\sigma_{N.C.}(a)$ este secțiunea eficace de formare a nucleului compus prin canalul incident a, $W_b(e_b)$ este probabilitatea de emisie a particulei b și W_T reprezintă suma probabilităților tuturor modurilor de dezintegrare a nucleului compus. Pentru $\sigma_{N.C.}(a)$ se utilizează relația (XVIII, 5—36). Dacă considerăm că nucleul compus emite neutroni, protoni sau particule alfa cu probabilitățile W_n, W_p și W_α, probabilitatea totală W_T este:

$$W_T = W_n + W_p + W_\alpha \qquad \text{(XIX, 3—40)}$$

În cazul unei reacții nucleare de tip (p, n), secțiunea eficace de reacție $\sigma(p, n)$, se calculează după relația:

$$\sigma(p, n) = \pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \cdot \frac{W_n(e_n)}{W} \qquad \text{(XIX, 3—41)}$$

care este bine verificată de datele experimentale, de exemplu reacțiile nucleare: ^{65}Cu(p, n) ^{65}Zn, ^{51}V(p, n) ^{51}Cr. Expresii similare cu (XIX,3—41) se obțin și pentru reacțiile de tip (p, α), (α, n), cu deosebirea că este introdusă corecția coulombiană. Pentru calculul secțiunii eficace de formare a nucleului compus, se utilizează ecuații obținute din modelul

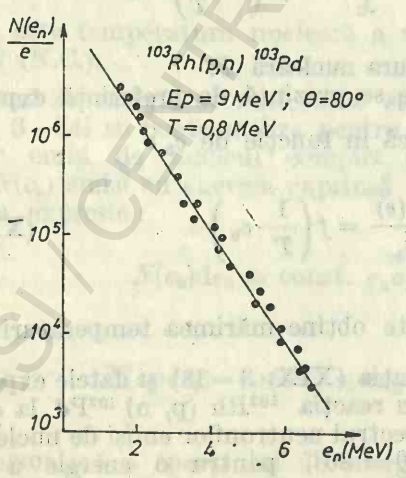


Fig. XIX — 25. — Spectrul neutronilor emiși în reacția nucleară ^{103}Rh(p, n)^{103}Pd.

optic al nucleului. Variația probabilității de emisie a neutronilor, protonilor și particulelor alfa, calculată după ecuația (XIX,3—29), pentru cîteva valori ale numărului de masă A, a nucleului rezidual în domeniul

$10 \div 90$ [1], este reprezentată în figura XIX—26. Se observă că probabilitatea de emisie scade în ordinea $W_n \gg W_p \gg W_\alpha$. O influență puternică asupra mărimii probabilității de emisie a particulelor are masa nucleului

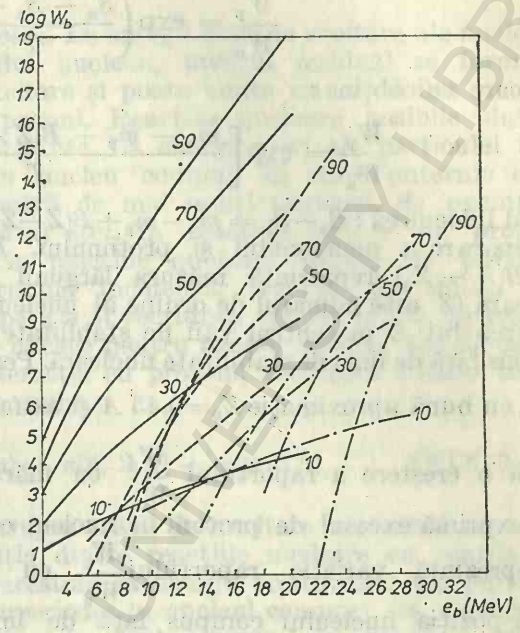


Fig. XIX—26. — Funcția $\log W = f(e_b)$ pentru n, p și α, la valori diferite ale lui A.
— W_n; - - - W_p; -.-.- W_α.

rezidual. Pentru nucleele ușoare ($A = 10$), probabilitatea de emisie a particulelor din întreg spectrul de energie variază cu aproximativ patru unități, iar la nucleele medii ($A = 90$), această variație se lărgește pînă la aproximativ 15 unități.

Competiția dintre procesul de emisie a unui neutron și a unui proton, a fost mult studiată la nucleele cu masă medie. Din relația (XIX, 3—29), pentru raportul dintre probabilitatea de emisie a protonului W_p și a neutronului W_n:

$$\frac{W_p}{W_n} = \frac{\int e_p \cdot \sigma_{N.C.}(pY)\rho(e_p)\, de_p}{\int e_n \sigma_{N.C.}(nY)\rho(e_n)\, de_n} \qquad \text{(XIX, 3—42)}$$

unde mărimile au semnificația cunoscută, se obține o expresie de forma [2]:

$$\frac{W_p}{W_n} = \frac{g_s(p)\, m_p}{g_s(n)\, m_n} \cdot \frac{E_Y(p)}{E_Y(n)} \cdot \frac{a_r}{a_n} \exp\left[2\sqrt{a_p E_Y(p)} - 2\sqrt{a_n E_Y(n)}\right] \qquad \text{(XIX, 3—43)}$$

[1] A. Gilbert, A. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**, 1446 (1965).
[2] I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, *Phys. Rev.*, **111**, 1659 (1958).

în care $E_Y(p)$ și $E_Y(n)$, reprezintă energiile maxime de excitare ale nucleelor reziduale după emisia protonului sau a neutronului. Cu unele aproximații ecuația (XIX, 3—43) se simplifică la :

$$\frac{W_p}{W_n} = \exp\left(\frac{S_n - S_p - B_c}{T}\right) \qquad \text{(XIX, 3—44)}$$

din care se obține :

$$\frac{W_p}{W_n} = \exp\left[\frac{m_n - m_p + B(Z - Z_0) - B_c}{T}\right] \qquad \text{(XIX, 3—45)}$$

făcînd înlocuirea : $S_n - S_p = m_n - m_p + B(Z - Z_0)$, unde S_n și S_p sînt energiile de separare a neutronului și protonului, B_c este bariera coulombiană, iar $B(Z - Z_0)$ reprezintă măsura lărgimii pentru valea de stabilitate nucleară (Z este numărul de ordine al nucleului compus, iar Z_0 exprimă valoarea lui Z în centrul văii de stabilitate) indicînd poziția nucleului compus față de linia de stabilitate nucleară. Pentru nuclee cu masă medie [1], se ia cu bună aproximație $Z_0 = 0{,}45\,A$ și astfel funcția $\frac{W_p}{W_n} = f(Z - 0{,}45\,A)$, indică o creștere a raportului $\frac{W_p}{W_n}$ cu mărirea diferenței $Z - 0{,}45\,A$, care exprimă excesul de protoni în nucleul compus. În figura XIX—27 se reprezintă variația raportului $\frac{W_p}{W_n}$ cu diferența $Z - 0{,}45\,A$, care indică poziția nucleului compus față de linia de stabilitate nucleară, pentru reacțiile nucleare ale nucleelor țintă, pare și impare cu neutroni

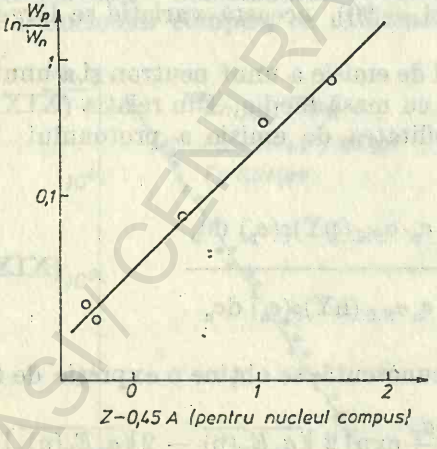


Fig. XIX — 27. — Influența poziției nucleului compus față de linia de stabilitate nucleară asupra raportului W_p/W_n.

incidenți de 14,5 MeV și particule alfa incidente de 19,3 MeV. Numărul adiacent fiecărui punct indică numărul de masă al nucleului compus. De exemplu, pentru nucleul de nichel cu $Z = 28$, dintre cei trei izotopi

[1] D. Bodanski, R. Cole, W. Gross, C. Gruhn, I. Halpern, *Phys. Rev.*, 126, 1082 (1964).

cu $A = 58$, 60 și 61, numai izotopul mai ușor, $^{58}_{28}$Ni bombardat cu particule alfa conduce la un nucleu compus din care se „evaporă" mai ușor un proton, față de nucleele compuse obținute pornind de la izotopii $^{60}_{28}$Ni și $^{61}_{28}$Ni.

Emisia multiplă de nucleoni. La energii mari de excitare ale nucleului compus, după emisia primului nucleon, nucleul rezidual se formează într-o stare superioară de excitare și poate emite un al doilea nucleon identic sau diferit față de primul. Reacțiile nucleare posibile sînt de tipul : (p, α n), (p, 2 n), (α, 2 p) etc. La energii mari ale particulei incidente — cînd se formează un nucleu compus în stare puternic excitată — are loc o emisie succesivă de mai mulți nucleoni, de exemplu : (p, n), (p, 2 n), (p, 3 n), (p, 4 n) etc., în reacțiile induse de protoni, sau (α, n), (α, 2 n), (α, 3 n), în reacțiile nucleare induse de particule alfa. Pentru o anumită particulă incidentă, reacțiile cu emisia mai multor nucleoni sînt în competiție și secțiunea eficace totală de reacție este dată de suma secțiunilor eficace pentru fiecare proces. Așa de exemplu, pentru un proces de interacție cu protoni, secțiunea eficace totală de reacție σ_T, este dată de suma :

$$\sigma_T(\mathrm{p}) = \sigma(\mathrm{p, n}) + \sigma(\mathrm{p, 2\ n}) + \sigma(\mathrm{p, 3\ n}) \ldots \qquad (\mathrm{XIX, 3-46})$$

Din considerații energetice asupra stării de excitare a nucleului compus se poate interpreta competiția dintre reacțiile nucleare cu emisia mai multor nucleoni și apariția acestora la energii crescătoare ale particulei incidente (stări de excitare superioare în nucleul compus). Să considerăm două reacții concurente (α, n) și (α, 2 n). Spectrul de energie al neutronilor emiși de nucleul compus în reacția (α, n) — primul neutron emis — are forma indicată în figura XIX—28*a*, dacă E^*_Y (max.), energia maximă de excitare a nucleului rezidual Y, este mai mică decît S_n, energia de separare a neutronului din nucleul rezidual : E^*_Y (max.) $< S_n$. În acest caz, secțiunea eficace de reacție $\sigma(\alpha, n)$, pentru reacția (α, n) este pro-

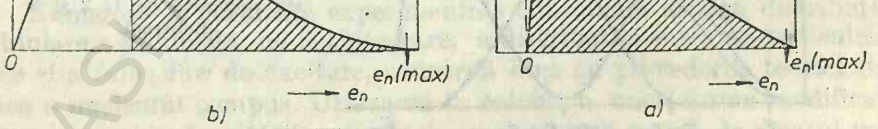


Fig. XIX—28. — Forma schematică a spectrului neutronilor, pentru a ilustra competiția dintre reacțiile (α, n) și (α, 2n) ; *a*) E^*_Y (max) $< S_n$; *b*) E^*_Y (max) $> S_n$.

porțională cu întreaga suprafață integrată a spectrului de energie. Dacă E^*_Y (max.) $> S_n$, după cum se poate vedea din figura XIX—28*b*, numai porțiunea hașurată a spectrului de neutroni contribuie la reacția (α, n).

Dacă este evaporat un neutron cu energia situată în zona nehașurată a spectrului, E_Y^* este suficient de mare pentru a face posibilă emisia unui neutron din nucleul rezidual, care este al doilea neutron emis în reacția nucleară (α, 2 n). Cu creșterea energiei particulelor alfa incidente, suprafața zonei hașurate se micșorează rapid și mărimea secțiunii eficace pentru reacția (α, n) descrește. Din ecuațiile (XIX, 1—17) și (XIX, 3—29), se stabilește următoarea corelație între $\sigma(\alpha, n)$ și $\sigma(\alpha, 2n)$:

$$\sigma(\alpha, 2n) = \sigma(\alpha, n) \cdot \frac{\int_0^{E_Y^*(\max.)-S_n} W_n(e_n)\cdot de_n}{\int_{E_Y^*(\max.)-S_n}^{E_Y^*(\max.)} W_n(e_n)\cdot de_n} \qquad \text{(XIX, 3—47)}$$

deoarece numai emisia primului neutron care conduce la o energie de excitare a nucleului rezidual Y mai mare decît energia de separare a neutronului din acesta, este urmată de emisia celui de al doilea neutron. O reprezentare grafică schematică a funcțiilor de excitare pentru trei reacții concurente (α, n), (α, 2 n) și (α, 3 n) este redată în figura XIX—29. Pentru o valoare a particulelor alfa ce depășește energia de prag ε_P, este inițiată reacția (α, n) și secțiunea eficace de reacție $\sigma(\alpha, n)$ crește cu energia deoarece absorbția neutronului conduce la formarea nucleului compus. Probabilitatea de dezexcitare a nucleului compus prin emisia unui neutron este egală cu unitatea, într-un anumit domeniu de energie, dacă neutronul este emis cu energie cinetică foarte mică sau chiar nulă, iar nucleul rezidual Y este excitat la unul dintre nivelele legate. În această situație, conform relației (XIX,1—13), secțiunea eficace de reacție $\sigma(\alpha, n)$ urmează, în principiu, variația secțiunii eficace de formare a nucleului compus $\sigma_{N.C.}(a)$,

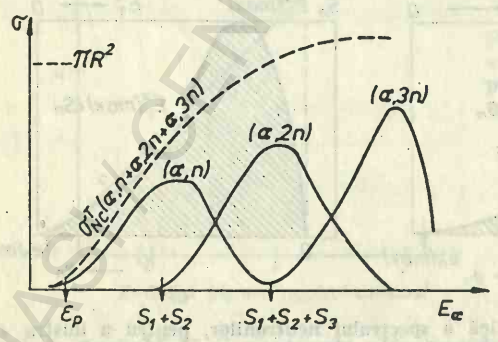
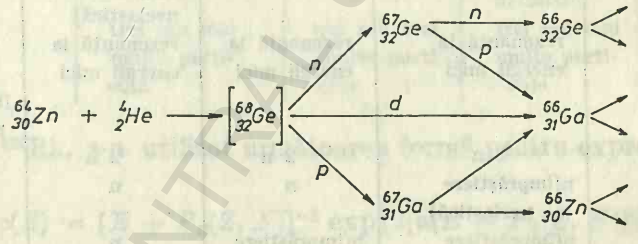


Fig. XIX — 29. — Funcția de excitare pentru o reacție nucleară $\alpha + X$, cu emisia succesivă de 1, 2 și 3 neutroni.

cu energia particulei alfa. Dacă energia de excitare se mărește, după emisia neutronului cu energie cinetică mică de către nucleul compus, nucleul rezidual este excitat la unul dintre nivelele nelegate și poate emite la rîndul său un neutron. O fracțiune dintre evenimentele de dezexcitare

conduce deci la o reacție de tipul (α, 2 n). Aceasta apare la o valoare a energiei de excitare mai mare de $S_1 + S_2$ (S_1 și S_2 reprezintă energia de separare pentru primul și al doilea neutron) și secțiunea eficace $\sigma(\alpha, 2\,n)$ atinge valoarea maximă dacă energia de excitare depășește suma $S_1 + S_2 + e_{1n}$ (max.), iar $\sigma(\alpha, n)$ se anulează (e_{1n} (max.) este energia maximă a primului neutron). Valoarea maximă se obține pentru suma $S_1 + S_2 + 2(\bar{e}_{1n} + \bar{e}_{2n}) = S_1 + S_2 + 2(T_1 + T_2)$, dacă pentru energiile medii $\bar{e}_{1n}$ și $\bar{e}_{2n}$ ale neutronilor emiși, se ia relația (XIX, 3—37). În mod similar, reacția nucleară de tipul (α, 3 n) debutează la o energie mai mare decît suma $S_1 + S_2 + S_3$ și valoarea maximă a secțiunii eficace de reacție $\sigma(\alpha, 3\,n)$ se înregistrează la o energie egală cu $S_1 + S_2 + S_3 + 2(T_1 + T_2 + T_3)$. Distanța dintre maximul secțiunii eficace $\sigma(\alpha, 2\,n)$ și $\sigma(\alpha, 3\,n)$ este $S_3 + 2T_3$. Curbele de variație a secțiunilor eficace cu energia particulelor incidente, calculate după teoria evaporării a lui Weisskopf, concordă cu cele determinate experimental, de exemplu în reacțiile particulelor alfa, de energie cuprinsă între 10 și 50 MeV, cu nucleele grele (^{60}Ni, ^{64}Zn, ^{115}In, ^{209}Bi), sau a protonilor (10 ÷ 60 MeV), cu nuclee grele (^{63}Cu, ^{206}Pb). Secțiunea eficace teoretică de formare a nucleului compus $\sigma^{T}_{N.C.}(\alpha, n + \alpha, 2\,n + \alpha, 3\,n)$, reprezentată prin curba întreruptă, crește continuu cu energia particulei incidente și atinge valoarea limită πR^2.

Pentru a ilustra caracterul complex al acestor reacții, în schema de mai jos se indică procesele care au loc în reacția nucleului ^{64}Zn cu particule alfa de energie cuprinsă între 15 și 40 MeV :



Așa de exemplu, reacția ^{64}Zn (α, p n) ^{66}Ga, cu formarea nucleului compus [$^{68}_{32}$Ga], poate avea loc prin trei canale de ieșire diferite. Secțiunea eficace totală de reacție este suma celor trei secțiuni eficace componente : $\sigma(\alpha, p\,n) + \sigma(\alpha, n\,p) + \sigma(\alpha, d)$.

Numeroasele rezultate experimentale acumulate asupra distribuției unghiulare a produșilor de dezintegrare, a distribuției energiei particulelor emise și a funcțiilor de excitare, concordă bine cu prevederile teoriei statistice a nucleului compus. Utilizarea în calcule a unor forme modificate pentru expresiile densităților de nivele, care să țină seamă de efectul par-impar, energia de împerechere și momentul unghiular al produșilor de dezintegrare, a condus la o concordanță excelentă între valorile calculate și determinate experimental pentru secțiunile eficace de reacție (p, n) și de împrăștiere neelastică (p, p'). Așa de exemplu, la studiul reacțiilor nucleare induse de protoni (5 ÷ 12 MeV), cu unele nuclee ca : ^{51}V, ^{59}Co,

TABLOUL XIX—8

Tipuri de reacții nucleare ale nucleelor medii și grele

Energia particulei incidente	Natura particulei incidente			
	n	p	α	d
	Nuclee medii			
mică 0÷1 keV	n (împrăștiere elastică rezonantă)			
medie 1÷500 keV	n (împrăștiere elastică rezonantă)	n (rezonanță)	n p (rezonanță)	p
mare 0,5÷10 MeV	n (împrăștiere elastică)	n p	n	p
	n (împrăștiere neelastică)	(împrăștiere neelastică)	p	n
	p		(împrăștiere neelastică)	p n
foarte mari 10÷50 MeV	rezonanță la energii mici	rezonanță la energii mici	rezonanță la energii mici	2 n d (împrăștiere neelastică)
	2 n	2 n	2 n	p
	n(împrăștiere neelastică)	n	n	2 n
	n(împrăștiere elastică)	p(împrăștiere neelastică)	p	p n
	p	n p	n p	3 n
	n p	2 p	2 p	d(împrăștiere neelastică)
	2 p		(împrăștiere neelastică)	t
	trei sau mai multe particule	trei sau mai multe particule	trei sau mai multe particule	trei sau mai multe particule
	Nuclee grele			
mică 0÷1 keV	n (împrăștiere elastică rezonantă)			

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

(Continuare tabloul XIX—8)

Energia particulei incidente	Natura particulei incidente			
	n	p	α	d
medie 1÷500 keV	n(împrăștiere elastică rezonantă)			
mare 0,5÷10 MeV	n(împrăștiere elastică și neelastică) p	n p împrăștiere neelastică	n p	p n p n 2 n
foarte mare 10÷50 MeV	2 n n(împrăștiere elastică și neelastică) p p n 2 p trei sau mai multe particule	2 n n p(împrăștiere neelastică) n p 2 p trei sau mai multe particule	2 n n p n p 2 p (împrăștiere neelastică) trei sau mai multe particule	p 2 n n p 3 n d(împrăștiere neelastică) t trei sau mai multe particule

^{63}Cu, ^{66}Cu, ^{103}Rh, s-a utilizat următoarea formă pentru expresia densității de nivele:

$$\rho(E) = [E + P_B(Z, N)]^{-2} \exp\{2[a(E + P_B(Z, N))]^{1/2}\} \qquad \text{(XIX, 3—48)}$$

unde $P_B(Z, N)$ este parametrul pentru energia de împerechere.

În general, este de remarcat că modelul statistic descrie bine comportarea nucleului compus cu $A > 50$.

O privire de ansamblu asupra tipului de reacții nucleare, în funcție de natura și energia particulei incidente și mărimea nucleului țintă, se poate obține din tabloul XIX—8.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XX

INTERACȚIA RADIAȚIILOR GAMMA CU NUCLEUL ATOMIC

Interacția radiațiilor gamma cu nucleul atomic are loc prin următoarele procese : a) împrăștierea elastică, b) împrăștierea neelastică, c) absorbția fotonilor de către nucleu (reacții fotonucleare) și d) fotofisiunea (mai probabilă la nucleele grele).

1. ÎMPRĂȘTIEREA RADIAȚIILOR GAMMA DE CĂTRE NUCLEUL ATOMIC

La energii ale radiațiilor gamma mai mici decît energia de separare a unui nucleon, sînt posibile procesele de împrăștiere elastică (γ, γ) :

$$X + \gamma \rightarrow \gamma + X \qquad (XX, 1-1)$$

și împrăștiere neelastică (γ, γ') :

$$X + \gamma \rightarrow \gamma' + X^* \qquad (XX, 1-2)$$

La energii foarte mici — cînd lungimea de undă asociată fotonului este mult mai mare decît dimensiunea nucleului — procesul de interacție este împrăștierea Thomson. Pentru radiația gamma incidentă nepolarizată, secțiunea eficace diferențială de împrăștiere $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ este dată de relația :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2 Z^2}{A \cdot M \cdot c^2} \right)^2 \cdot \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \qquad (XX, 1-3)$$

unde θ este unghiul de împrăștiere. Se observă că acest proces depinde numai de caracteristicile de ansamblu ale nucleului, Z, A și M.

Pentru energii ale fotonului incident mai mari — cînd lungimea de undă asociată fotonului este comparabilă cu dimensiunea nucleului — energia transferată în procesul de interacție produce o perturbare a coordonatelor interne ale nucleului, care conduce la o nouă configurație, avînd ca rezultat excitarea stărilor individuale. Tranzițiile din stările de excitare inferioare în starea fundamentală determină apariția fenomenului de *împrăștiere rezonantă* (fluorescență rezonantă). În procesul de împrăștiere neelastică, tranzițiile din stările excitate superioare pe diferite nivele intermediare conduc la excitarea nucleului țintă. După cum se poate observa din figura XX—1, în care se prezintă schematic, pentru un nucleu idealizat, variația secțiunii eficace de interacție cu energia fotonilor într-un

domeniu larg de energie, în regiunea *a* (unde energia fotonilor este mai mică decît energia de separare a unui nucleon, S_b) absorbția fotonilor prin procesele de împrăștiere elastică (γ, γ) și neelastică (γ, γ') conduce la

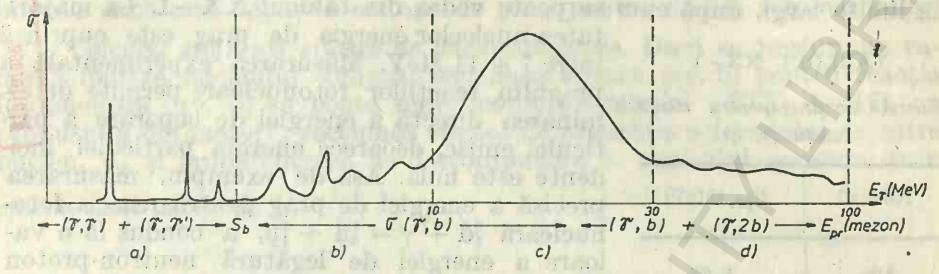


Fig. XX—1. — Regiuni de interacție dintre foton și nucleul atomic.

excitarea unor nivele discrete de energie. Secțiunea eficace de interacție $\sigma_{\text{împr.}}$ este suma secțiunilor eficace ale celor două procese :

$$\sigma_{\text{împr.}} = \sigma(\gamma, \gamma) + (\gamma, \gamma') \qquad \text{(XX, 1—4)}$$

2. REACȚII FOTONUCLEARE

Dacă energia fotonului incident depășește energia de separare a unui nucleon, $E_\gamma > S_b$, are loc reacția nucleară de forma :

$$\gamma + X \rightarrow b + Y \qquad \text{(X X, 2—1)}$$

numită reacție fotonucleară. Prin reacțiile nucleare de tipul (γ, n) sau (γ, p), nucleonul emis este un neutron sau un proton și are loc transmutația nucleului țintă ^{A}X cu numărul de masă A, în nucleul rezidual ^{A-1}Y cu numărul de masă $A - 1$. Se pot emite și doi nucleoni, ca de exemplu în reacțiile fotonucleare de tipul $(\gamma, p\,n)$, $(\gamma, 2\,n)$ sau o particulă alfa prin reacția (γ, α).

Energia nucleonului emis $\mathcal{E}_b$, este dată de realația :

$$\mathcal{E}_b = E_\gamma - E_{\text{pr.}} - E_Y \qquad \text{(XX, 2—2)}$$

unde E_γ este energia fotonului incident, $E_{\text{pr.}}$ este energia de prag necesară pentru emisia particulei b și E_Y reprezintă energia de excitare a nucleului rezidual de masă $A - 1$.

Energia de prag. Se definește energia de prag $E_{\text{pr.}}$ în sistemul laboratorului a unei reacții fotonucleare, energia minimă dată de relația :

$$E_{\text{pr.}} = Q\frac{M_X + \frac{1}{2}Q}{M_X} \qquad \text{(XX, 2—3)}$$

unde Q este energia de reacție și M_X masa nucleului țintă [1]. Valoarea energiei de prag este determinată de energia de legătură a nucleonului în nucleu. Datorită existenței energiei de prag, reacțiile fotonucleare sînt reacții endoenergetice. Pentru reacțiile (γ, n) pragul de reacție variază în limite largi, după cum se poate vedea din tabloul XX—1. La majoritatea nucleelor energia de prag este cuprinsă între 7 și 11 MeV. Măsurarea experimentală a pragului reacțiilor fotonucleare permite determinarea directă a energiei de separare a particulei emise, deoarece energia particulei incidente este nulă. Așa de exemplu, măsurarea precisă a energiei de prag pentru reacția fotonucleară $^2_1d + \gamma \rightarrow {}^1_0n + {}^1_1p$, a condus la o valoare a energiei de legătură neutron-proton în nucleul de deuteriu, de 2,226 ± 0,003 MeV. De asemenea, reacția $^9Be(\gamma, n)2^4_2He$ are o energie de prag de 1,666 ± 0,002 MeV, care corespunde energiei de legătură a neutronului în nucleul ^9Be. S-a observat influența straturilor nucleonice complet ocupate (28, 50, 82, 126). Astfel, pentru nucleele care conțin un neutron în plus față de numărul magic, energia de prag pentru reacția (γ, n) este mai mică de 2 MeV, ce corespunde energiei de legătură a neutronului nepereche, slab legat, situat în afara straturilor nucleonice complete.

TABLOUL XX—1

Energia de prag pentru cîteva reacții (γ, n)

Nucleul	$E_{pr.}$ (MeV)
^9Be	1,67
^2H	2,26
^{238}U	6,00
^{207}Pb	6,79
^7Li	7,15
^{109}Ag	9,50
^{63}Cu	10,76
^{27}Al	13,07
^{16}O	15,78
^{12}C	18,72

După cum se observă din figura XX—1, în regiunea *b*, deasupra pragului, la energii mici ale fotonilor incidenți, există nivele discrete de energie în nucleul compus excitat, care determină o structură de rezonanță în variația secțiunii eficace de fotoabsorbție cu energia. Lărgimea acestor nivele de rezonanță este de 2 ÷ 3 MeV pentru nucleele ușoare ($A < 30$) și se restrînge sub 1 MeV pentru nuclee medii și grele. Acest fapt se datorește creșterii considerabile a numărului de stări excitate; ca urmare, distanța dintre nivelele de energie devine mai mică decît lărgimile lor individuale și are loc o suprapunere între ele, realizîndu-se o densitate mare de nivele pe unitatea de interval de energie, caracteristică stărilor excitate în domeniul „continuu".

În regiunea *c*, secțiunea eficace de reacție înregistrează o creștere accentuată sub forma unei rezonanțe largi, cu mărimea Γ variind între 3 și 10 MeV, a cărei poziție este dependentă de numărul de masă A. Maximul rezonanței este situat între 25 MeV pentru nucleele ușoare ($A < 40$) și 14 MeV pentru nucleele grele. Rezonanța este descrisă cu o bună aproximație de o curbă Lorentz, care în cele mai multe cazuri prezintă o anumită structură. Această rezonanță largă care este determinată de absorbția radiațiilor gamma de către nucleu în regiunea continuumului este cunoscută sub denumirea de *rezonanță gigantică*.

[1] Pentru reacția fotonucleară ^{12}C (γ, n) ^{11}C, a cărei energie de reacție este $Q = 18{,}7198 \pm 0{,}0011$ MeV, rezultă o energie de prag, $E_{pr.} = 18{,}9077 \pm 0{,}0011$ MeV. Diferența dintre Q și $E_{pr.}$ este determinată de faptul că energia de reacție se exprimă în sistemul centrului de masă, iar energia de prag se măsoară în sistemul laboratorului.

La energii mai mari de 30 MeV, în regiunea *d*, apar uneori rezonanțe de intensitate mai mică. Variația secțiunii eficace de fotoabsorbție și caracterul acestor rezonanțe, sînt mai puțin cunoscute. La energia maximă de aproximativ 100 MeV, apar procese de interacție mezonică, care sînt inițiate dacă este depășită energia de prag pentru emisia fotomezonilor.

Calculul secțiunii eficace de fotodezintegrare. Dacă se presupune valabilă ipoteza nucleului compus, secțiunea eficace $\sigma(\gamma, b)$ pentru reacția fotonucleară (γ, b) se poate scrie, conform relației (XIX, 1—17), ca produsul a doi factori: secțiunea eficace de absorbție a fotonului de către nucleu, σ_γ, și probabilitatea de descompunere a nucleului compus prin emisia unei particule b, $\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$:

$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_\gamma \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \qquad \text{(XX, 2—4)}$$

Cu ajutorul teoremei reciprocității, secțiunea eficace a reacției fotonucleare se poate exprima în funcție de secțiunea eficace a reacției inverse, de captură radiativă a particulei, $\sigma(b, \gamma)$:

$$\sigma(\gamma, b) = \frac{(2I_b + 1)\cdot(2I_Y + 1)}{2\cdot(2I_X + 1)} \cdot \frac{p_b^2}{p_\gamma^2} \cdot \sigma(b, \gamma) \qquad \text{(XX, 2—5)}$$

unde I_b, I_Y și I_X reprezintă spinul particulei emergente b, al nucleului rezidual Y și al nucleului țintă X. Impulsurile p_γ și p_b sînt date de relațiile:

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} \qquad \text{(XX, 2—6)}$$

$$p_b = 2\mu_{bY}\cdot(E_\gamma - e_{bY}) \qquad \text{(XX, 2—7)}$$

în care E_γ este energia fotonului incident, e_{bY} este energia de legătură dintre particula b și nucleul Y, iar μ_{bY} este masa redusă a sistemului b+Y. Cu relațiile (XX, 2—6) și (XX, 2—7), expresia secțiunii eficace (XX, 2—5) devine:

$$\sigma(\gamma, b) = \frac{2\cdot(2I_Y + 1)}{(2I_X + 1)} \mu_{bY} c^2 \frac{E_\gamma - e_{bY}}{E_\gamma^2} \sigma(b, \gamma) \qquad \text{(XX, 2—8)}$$

În funcție de masa nucleului rezidual Y, produsul $\mu_{bY}\cdot c^2$ ia valori cuprinse între 460 și 930 MeV.

Nucleul excitat prin absorbția fotonilor ar trebui să posede aceleași însușiri cu ale unui nucleu compus, de aceeași structură și energie de excitare, format prin reacția dintre un nucleu țintă și o particulă incidentă și să emită neutroni și protoni. În reacțiile de tipul (γ, n) neutronii emiși prezintă un spectru de distribuție a energiei (spectrul de evaporare) așa cum prevede teoria statistică și au o distribuție unghiulară izotropă.

În reacțiile de tipul (γ, p) se observă aceleași caracteristici numai la nucleele ușoare (Al, Mg...), care au o barieră coulombiană joasă. La nucleele grele, cu $A > 100$ (Ag, Rh...) care au o barieră coulombiană înaltă, pe lîngă grupul de neutroni de energie mică, cu un spectru de evaporare prevăzut de modelul nucleului compus, apare un alt grup de protoni de energie mare, cu intensitate slabă, care nu poate fi prevăzută de teoria evaporării. Distribuția unghiulară a acestor protoni rapizi, prezintă o anizotropie în direcția 90° (direcția de emisie a protonilor este perpendiculară pe direcția de propagare a fotonilor incidenți). Interpretarea acestor trăsături observate experimental, a sugerat acțiunea unui *mecanism direct* de interacție în reacțiile fotonucleare. Pentru a explica emisia protonilor rapizi, conform mecanismului interacției directe, se admite că fotonul gamma este absorbit de către un singur proton, situat la suprafața nucleului, care este emis cu energie maximă fără ca energia fotonilor absorbiți să se distribuie între ceilalți nucleoni din interiorul nucleului. Energia maximă a protonului emis E_p(max.) este dată de relația:

$$E_p(\text{max.}) = E_\gamma - S_p \qquad \text{(XX, 2—9)}$$

unde S_p este energia de legătură a protonului. Mecanismul acțiunii directe explică în acest fel valoarea mai mare a raportului $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$ decît prevede teoria statistică a evaporării. În funcție de energia fotonului incident și de masa nucleului țintă, mecanismul evaporării după modelul nucleului compus și mecanismul acțiunii directe au o contribuție diferită la spectrul de distribuție a fotoprotonilor determinat experimental. Pentru exemplificare, în figura XX—2 se prezintă contribuția mecanismului de evaporare și a mecanismului acțiunii directe la spectrul total, determinat experimental, al fotoprotonilor emiși din reacția fotonilor cu nucleul de indiu.

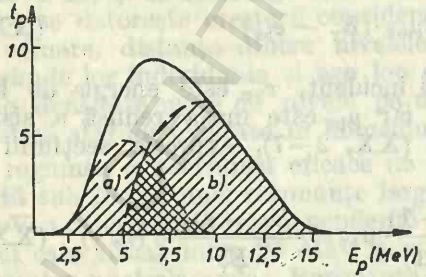


Fig. XX—2. — Spectrul energetic al fotoprotonilor emiși din reacția γ + In; — curba experimentală; *a*) teoria evaporării; *b*) teoria acțiunii directe.

Prima reacție fotonucleară a fost pusă în evidență de Chadwick și Goldhaber [1] prin iradierea deuteriului cu radiații gamma, emise de ^{208}Th, cu energia $E_\gamma = 2{,}62$ MeV, care depășește energia de legătură a deuteronului, de 2,225 MeV:

$$\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^1_1\text{p} \qquad \text{(XX, 2—10)}$$

[1] J. Chadwick, M. Goldhaber, *Nature*, 134, 237 (1934).

Procesul de dezintegrare este considerat ca o tranziție din starea fundamentală ^3S în starea ^3P prin absorbția radiației de dipol electric și ca o tranziție din starea fundamentală ^3S în starea virtuală ^1S prin absorbția radiației magnetice de dipol. Calculul dependenței secțiunii eficace de fotodezintegrare în funcție de energia fotonilor s-a efectuat [1] utilizînd relația cunoscută din mecanica cuantică :

$$\sigma_\gamma = \frac{4\pi^2\omega}{c} |\mathcal{M}_{tr}|^2 \qquad \text{(XX, 2—11)}$$

în care $\omega = 2\pi\nu$ iar $\mathcal{M}_{tr}$ este elementul de matrice al tranziției. Pentru secțiunea eficace de tranziție electrică de dipol $\sigma_\gamma(E1)$, expresia (XX, 2—11) devine :

$$\sigma_\gamma(E1) = \frac{4\pi^2\omega}{c} |D_{PS}|^2 \qquad \text{(XX, 2—12)}$$

unde D_{PS} este elementul de matrice al momentului electric de dipol, corespunzător tranziției $^3S \to {}^3P$. Dacă se presupune că oscilațiile vectorului electric din unda electromagnetică incidentă sînt îndreptate în direcția axei z, elementul de matrice are forma :

$$D_{PS} = \int \Psi_P \frac{1}{2} ez \Psi_S \, d\tau \qquad \text{(XX, 2—13)}$$

unde Ψ_S este funcția de undă a deuteronului în starea fundamentală iar Ψ_P este funcția de undă a sistemului neutron-proton după absorbția fotonului γ. Factorul $\frac{1}{2}$ provine din faptul că în sistemul centrului de masă protonul posedă o sarcină eficace $\frac{e}{2}$ [2]. Calculele conduc la următoarea expresie finală pentru secțiunea eficace :

$$\sigma_\gamma(E1) = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{137} \frac{\hbar^2}{M_P} \frac{(H-1)^{3/2}}{H^3} \qquad \text{(XX, 2—14)}$$

în care :

$$H = \frac{\hbar \cdot \omega}{B(^2_1\mathrm{H})} = \frac{E + B(^2_1\mathrm{H})}{B(^2_1\mathrm{H})} \qquad \text{(XX, 2—15)}$$

---

[1] L. Hulthén, B. Nagel, *Phys. Rev.*, 90, 62 (1953) ; J. de Swart, R. Marshak, *Physica*, 25, 101 (1959) ; L. Hulthén, M. Sugawara, „Encyclopedia Physics", vol. 39, Springer, 1957, p. 1 ; V. Malearov, op. cit., p. 347.

[2] Dacă într-un nucleu particula a n^a este un proton cu sarcina adevărată e, sarcina eficace e_{ef} a acestuia este : $e_{ef} = e\left(1 - \frac{Z}{A}\right)$. Pentru $Z \cong \frac{A}{2}$, $e_{ef} = \frac{e}{2}$.

cu $\hbar \cdot \omega = E + B(^2_1\mathrm{H})$, unde E este energia totală a sistemului după dezintegrare și $B(^2_1\mathrm{H})$ este energia de legătură a deuteronului. Din (XX, 2—14) se observă că $\sigma_\gamma(E1) = 0$ pentru $H = 1$, ceea ce arată că fotodezintegrarea poate avea loc pentru $H > 1$. Funcția $(H-1)^{3/2} \cdot H^{-3}$ are un maxim

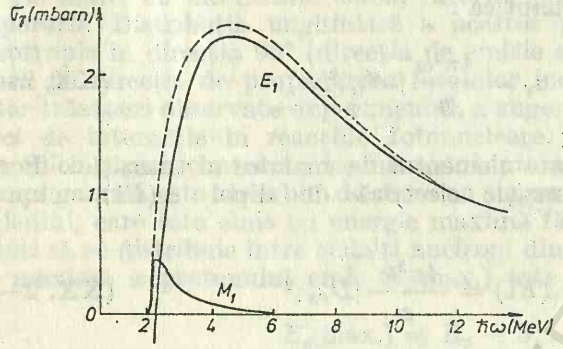


Fig. XX — 3. — Secțiunea eficace pentru fotodezintegrarea deuteronului.

pentru $\gamma = 2$, de unde rezultă că probabilitatea de fotodezintegrare este maximă cînd neutronul și protonul rezultați din dezintegrarea deuteronului primesc o energie egală cu energia de legătură a acestuia. După cum se vede în figura XX—3, secțiunea eficace de fotodezintegrare electrică $\sigma_\gamma(E1)$ crește la început pentru $H = 2$, după care scade monoton. La energii mai mari ale fotonilor, după cum rezultă din (XX, 2—14), $\sigma_\gamma(E1) \simeq H^{-3/2}$.

În mod similar se calculează secțiunea eficace de tranziție magnetică de dipol, $\sigma_\gamma(M1)$:

$$\sigma_\gamma(M1) = \frac{4\pi^2 \cdot \omega}{c} |\mu_{tr}|^2 \qquad \text{(XX, 2—16)}$$

unde μ_{tr} este elementul de matrice al momentului magnetic de dipol, corespunzător tranziției $^3S \to {}^1S$. Luînd pentru operatorul μ al momentului magnetic al sistemului, relația:

$$\mu = \frac{e\hbar}{2M_P c} (\mu_P \sigma_P + \mu_N \cdot \sigma_N) \qquad \text{(XX, 2—17)}$$

unde μ_P și μ_N reprezintă momentul magnetic al protonului și neutronului (în magnetoni nucleari) iar σ_P și σ_N operatorii de spin pentru proton și neutron, elementul de matrice al momentului magnetic de dipol ia forma:

$$\mu_{^1S\,^3S} = \frac{e\hbar}{2M_P \cdot c} \sum_\sigma \chi_{^1S}(\mu_P \cdot \sigma_{Pz} + \mu_N \cdot \sigma_{Nz})\chi_{^3S} \int \Psi_{^1S}\Psi_{^3S}\, d\tau \qquad \text{(XX,2—18)}$$

dacă sistemul de coordonate este ales astfel, încît operatorul momentului magnetic să posede numai componenta după axa z. În final, pentru sec-

țiunea eficace de tranziție magnetică de dipol $\sigma_\gamma(M1)$ se obține următoarea expresie :

$$\sigma_\gamma(M1) = \frac{2\pi}{3}\frac{1}{137}\cdot\frac{\hbar^2}{M_P c}(\mu_P - \mu_N)^2 \frac{(H-1)^{1/2}\left(1+\sqrt{\frac{B'}{B(^2_1\mathrm{H})}}\right)^2}{H\left[(H-1)+\frac{B'}{B(^2_1\mathrm{H})}\right]} \qquad \text{(XX, 2—19)}$$

unde B' este energia sistemului neutron-proton în starea virtuală de singlet. Variația secțiunii eficace de absorbție fotomagnetică $\sigma_\gamma(M1)$ cu energia fotonilor este redată în figura XX—3. Se poate vedea că pentru valori mici ale lui H, mărimea secțiunii eficace de dezintegrare fotomagnetică a deuteronului depășește valoarea secțiunii eficace a dezintegării fotoelectrice, deoarece $\sigma_\gamma(M1)$ crește la început cu $(H-1)^{1/2}$. Curba $\sigma_\gamma = f(\hbar\omega)$ atinge repede o valoare maximă, după care scade monoton, tinzînd către zero, pentru valori mari ale lui H, proporțional cu $H^{-3/2}$. Dezintegrarea fotomagnetică este mai puțin probabilă decît cea fotoelectrică, datorită faptului că în expresia pentru interacția magnetică este inclus factorul $\frac{v}{c} < 1$.

Secțiunea eficace totală de fotodezintegrare a deuteronului $\sigma_\gamma(T)$ este suma componentelor (XX, 2—14) și (XX, 2—19) :

$$\sigma_\gamma(T) = \sigma_\gamma(E1) + \sigma_\gamma(M1) \qquad \text{(XX, 2—20)}$$

Valorile teoretice calculate după relația (XX, 2—20) concordă satisfăcător cu cele determinate experimental.

Se cunosc trei reacții fotonucleare la nucleul de heliu : $^4_2$He $(\gamma, n)^3_2$He, $^4_2$He $(\gamma, p)\ ^3_1$H și $^4_2$He $(\gamma, p\,n)^2_1$H. Primele două reacții au secțiuni eficace egale și constituie 90% din secțiunea eficace totală, $\sigma_\gamma(T) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, p\,n)$, la energii mai mici de 75 MeV. La energii mai mari

TABLOUL XX—2

Valorile unor parametri ai reacțiilor fotonucleare la heliu

Reacția	E_m (MeV)	σ_γ(max) (cm²)	Γ (MeV)
^{4}He(γ, p)^{3}H	27,5	$1{,}8 \cdot 10^{-27}$	15
^{4}He(γ, n)^{3}He	27,5	$1{,}6 \cdot 10^{-27}$	15
^{4}He(γ, pn)^{2}H	50	$2 \cdot 10^{-28}$	40

de 75 MeV, contribuția reacției $(\gamma, p\,n)$ crește pînă la 30%. Valorile pentru energia fotonilor la care secțiunea eficace este maximă, E_m, secțiunea eficace maximă σ_γ(max) și lărgimea rezonanței Γ, sînt indicate în tabloul XX—2.

La nucleul ^{12}C s-au pus în evidență două reacții fotonucleare: $^{12}C(\gamma, n)\,^{11}C$ și $^{12}C\,(\gamma, p)^{11}B$, care au fost bine studiate experimental. S-a observat o rezonanță gigantică, cu o anumită structură fină, avînd maximul în jurul valorii de 22,4 MeV, cu lărgimea de 2 ÷ 3 MeV.

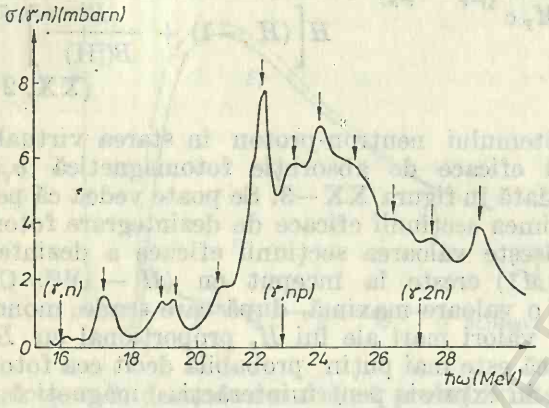


Fig. XX — 4. — Variația secțiunii eficace de fotodezintegrare cu energia fotonilor, pentru reacția $^{16}O(\gamma, n)^{15}O$.

Numeroase studii teoretice și experimentale au fost efectuate asupra fotodezintegrării oxigenului, la care s-au pus în evidență reacțiile $^{16}O(\gamma, n)^{15}O$ și $^{16}O\,(\gamma, p)\,^{15}N$. Cercetări amănunțite au fost consacrate reacției $^{16}O\,(\gamma, n)\,^{15}O$, la care s-a observat o structură fină [1,2], a rezonanței gigantice. Variația secțiunii eficace de fotodezintegrare cu energia fotonilor în domeniul 15—30 MeV, pentru această reacție, este prezentată în figura XX—4. Săgețile de pe abscisă indică pragul reacțiilor (γ, n), $(\gamma, n\,p)$ și $(\gamma, 2\,n)$, iar săgețile situate deasupra curbei, indică poziția nivelelor individuale de energie în nucleul excitat ^{16}O. Dacă este cunoscută starea energetică a nucleului rezidual ^{15}O, se pot determina nivelele de energie de excitare ale nucleului compus ^{16}O din măsurarea energiei fotoneutronilor emiși. Caracteristica importantă a curbei o constituie maximul larg și de intensitate mare situat la aproximativ 25 MeV, care conturează rezonanța gigantică. Această rezonanță gigantică apare la toate nucleele medii și grele în domeniul de energie 10 ÷ 25 MeV, poziția maximului fiind ușor dependentă de numărul de masă A, al nucleului, după relația:

$$E_r(\text{max.}) = 38{,}8\,A^{-1/6} \qquad \text{(XX, 2—21)}$$

La nucleele grele, datorită densității mari de nivele, rezonanțele individuale se suprapun, formînd o rezonanță unică, de lărgime mare, care se numește rezonanță gigantică. Forma caracteristică a unei rezonanțe gigantice este prezentată în figura XX—5, pentru emisia fotoneutronică la iradierea nucleului ^{197}Au, cu fotoni de energie cuprinsă între 8 și 25 MeV.

---

[1] R. Bramblett, J. Caldwell, R. Harvey, S. Fultz, *Phys. Rev.*, **133**, B. 869 (1964).

[2] G. Baciu, D. Cătană, C. Deberth, S. Răileanu, *Rev. Roumaine Phys.*, **11**, 301(1966).

Secțiunea eficace totală, $\sigma_\gamma(T)$ calculată teoretic, este suma a trei componente: $\sigma_\gamma(T) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n)$. Pentru ilustrare, în tabloul XX—3 se indică valorile pentru energia de prag $E_{pr.}$, energia foto-

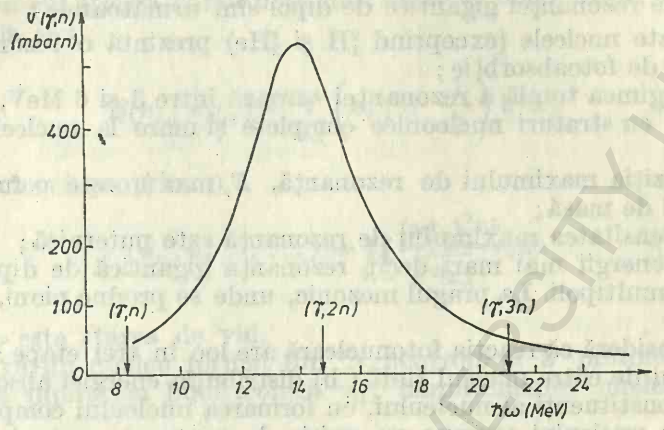


Fig. XX—5.— Secțiunea eficace de fotodezintegrare pentru ^{197}Au.

nului la rezonanța maximă E_r(max.), lărgimea rezonanței Γ și secțiunea eficace maximă σ_γ (max), ale cîtorva reacții fotoneutronice (γ, n). În domeniul de masă $A < 100$, nucleele reziduale rezultate din reacția

TABLOUL XX—3

Parametrii $E_{pr.}$, E_γ(max.), Γ *și* σ_γ(max.), *pentru unele reacții fotoneutronice* (γ, n)

Nucleul țintă	$E_{pr.}$(MeV)	E_r(max.)(MeV)	Γ(MeV)	σ_γ(max.)$\times 10^{26}$ cm^2
^{12}C	18,7	22,0	2,8	0,93
^{27}Al	14,0	19,2	4,7	
^{31}P	12,4	21,5	10,2	1,77
^{51}V	11,15	18,7	5,8	9,8
^{59}Co	10,25	17,3	8,4	8,1
^{75}Ag	10,10	17,3	9,0	10,1
^{103}Rh	9,35	16,5	8,9	22,0
^{127}I	9,10	15,5	8,3	26,7
^{181}Ta	7,55	13,5	5,5	36,8
^{191}Au	7,90	13,9	4,2	53,5
^{238}U	5,97	13,8	6,6	109,0

fotonucleară sînt β^+-radioactive, iar în domeniul de masă $A > 100$, dezintegrarea nucleelor reziduale are loc prin procesul de captură electronică.

BUCUREȘTI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Rezultatele experimentale și interpretările teoretice [1-3], au demonstrat că în domeniul de energie a radiațiilor electromagnetice $20 \div 30$ MeV, absorbția fotonilor este predominant o absorbție de tip $E1$, ceea ce dovedește că rezonanța gigantică are un caracter electric de dipol. Trăsăturile esențiale ale rezonanței gigantice de dipol sînt următoarele:

— toate nucleele (exceptînd ${}_1^2H$ și ${}_2^4He$) prezintă o rezonanță largă în procesul de fotoabsorbție;

— lărgimea totală a rezonanței variază între 3 și 6 MeV, fiind mică la nucleele cu straturi nucleonice complete și mare la nucleele puternic deformate;

— poziția maximului de rezonanță, E_r(max.), este o funcție lentă de numărul de masă;

— intensitatea maximului de rezonanță este puternică;

— la energii mai mari decît rezonanța gigantică de dipol, apar și dispar alți multipoli. La pragul mezonic, unde se produc pioni, apare termenul $M1$.

Se consideră că reacția fotonucleară are loc în trei etape: a) absorbția fotonului de către nucleul țintă; b) distribuția energiei absorbite între nucleonii constituenți ai nucleului, cu formarea nucleului compus; c) descompunerea nucleului compus cu emisia de neutroni, protoni, deuteroni, sau particule alfa.

Tratarea teoretică a reacțiilor fotonucleare consideră hamiltonianul total care descrie procesul de absorbție a fotonilor de către nucleu. Structura sa generală este următoarea:

$$H = H_{foton} + H_{nucl.} + H_{int.} \qquad (XX, 2-22)$$

în care H_{foton} este hamiltonianul cîmpului liber electromagnetic, $H_{nucl.}$ reprezintă hamiltonianul nuclear și $H_{int.}$ exprimă hamiltonianul de interacție între nucleu și cîmpul de radiație.

Din teoria cuantică a cîmpului, pentru hamiltonianul cîmpului liber, se ia expresia:

$$H_{foton} = \sum_{k,\lambda} \left(N_{k,\lambda} + \frac{1}{2} \right) \cdot \hbar \cdot \omega_k \qquad (XX, 2-23)$$

unde:

$$N_{k,\lambda} = a^+_{k,\lambda} \cdot a_{k,\lambda} \qquad (XX, 2-24)$$

reprezintă operatorul număr de cuante în starea k, λ. Mărimile $a^+_{k,\lambda}$ și $a_{k,\lambda}$ sînt operatorii de creare și anihilare a fotonilor. Vectorul de undă k indică direcția de propagare a undei electromagnetice, iar λ este polari-

---

[1] J. Levinger, „Nuclear Photodesintegration", Oxford, 1960.

[2] E. Fuller, E. Hayward, „The Gigant Reasonance of the Nuclear Photoeffect", în „Nuclear Reactions", editori P. Endt și P. Smith, North-Holland Publ. Comp., 1962, vol. II, p. 113.

[3] G. Baciu, D. Barb, „Fizica fotonucleară și betatronul ca sursă de radiații", Edit. tehnică, București, 1979.

zația (versorul $u_{k,\lambda}$, desemnat prin indicele λ, definește polarizarea undei corespunzătoare și este perpendicular pe direcția vectorului k). Cîmpul de radiație apare ca un ansamblu de oscilatori cuantificați, în care numărul cuantic $n_{k,\lambda}$ exprimă numărul de fotoni cu energia $\hbar\omega_k$ în starea k, λ. Starea cuantică a hamiltonianului radiației libere H_{foton} se definește prin energia sa:

$$E(n_{k,\lambda}\, n_{k',\lambda'}) = \sum_{k,\lambda}\left(n_{k,\lambda} + \frac{1}{2}\right)\hbar\cdot\omega_k \qquad \text{(XX, 2—25)}$$

și prin vectorul propriu:

$$|n_{k,\lambda}\, n_{k',\lambda'}, \ldots\rangle = \prod_{k,\lambda}\frac{(a^+_{k,\lambda})^{n_{k,\lambda}}}{\sqrt{n_{k,\lambda}!}}|0\rangle \qquad \text{(XX, 2—26)}$$

unde $|0>$ este starea de vid.

Pentru un nucleu format din N neutroni și Z protoni, între care se exercită interacția binucleonică v_{ij}, hamiltonianul nuclear este de forma:

$$H_{nucl.} = \sum_{i=1}^{N+Z}\frac{p_i^2}{2M_i} + \sum_{i<j}^{Z}\frac{e_i e_j}{|r_i - r_j|} + \sum_{i<j}^{N+Z} v_{ij} \qquad \text{(XX, 2—27)}$$

în care termenul al doilea exprimă interacția mutuală între cei Z protoni. Pentru evaluarea hamiltonianului nuclear se fac anumite ipoteze asupra structurii și dinamicii nucleare utilizînd modelele nucleare.

Hamiltonianul de interacție [1] cuplează nucleul cu cîmpul electromagnetic și exprimă schimbul de energie între aceste două componente ale sistemului total. Forma sa generală este următoarea:

$$H_{int.} = -\frac{1}{c}\int \mathbf{J}\cdot\mathbf{A}\,d\mathbf{r} \qquad \text{(XX, 2—28)}$$

---

[1] Asupra unei particule de sarcină e care se deplasează într-un cîmp electromagnetic acționează forța Lorentz:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}\right) \qquad (1)$$

Hamiltonianul de interacție, nerelativist, care descrie interacția cîmpului electromagnetic cu un sistem de sarcini, este dat de relația:

$$H_{int.} = \sum_i\left[-\frac{e_i}{m_i c}(pA) + \frac{e_i}{2m_i c}A^2\right] \qquad (2)$$

în care însumarea se face pentru toate sarcinile e_i, cu masa m_i și impulsul p_i. În obținerea relației (XX, 2—28) s-a neglijat termenul al doilea din hamiltonian, deoarece s-a lucrat în aproximația de ordinul întîi în raport cu $\frac{1}{c}$.

unde **J** reprezintă vectorul densitate de curent iar **A** este potențialul vector. Starea inițială a sistemului este determinată de starea inițială a nucleului $|i\rangle$ și de starea $|n_{k,\lambda}\rangle$ a cîmpului de fotoni, iar starea finală a sistemului este definită de starea finală a nucleului $|f\rangle$ și de starea finală $|n'_{k,\lambda}\rangle$ a cîmpului de fotoni. Procesul de absorbție a fotonilor este descris cu ajutorul elementelor de matrice ale operatorilor de creare și anihilare prin vectorii proprii (XX, 2—26) ai hamiltonianului radiației libere. Dacă hamiltonianul de interacție (XX, 2—28) se consideră ca o perturbație asupra hamiltonianului $H_{foton} + H_{nucl.}$, probabilitatea de tranziție $\mathscr{P}$, în unitatea de timp, calculată prin metoda perturbației are următoarea formă:

$$\mathscr{P} = n_{k,\lambda} \frac{\pi\hbar}{c^2} \frac{1}{E_f - E_i} \left| \langle f | \int \mathbf{J} \mathbf{A}_{k,\lambda} \, d\mathbf{r} | i \rangle \right|^2 \qquad \text{(XX, 2—29)}$$

unde E_f și E_i reprezintă energiile stărilor finale și inițiale ale nucleului. Secțiunea eficace pentru procesul de fotoabsorbție se obține raportînd probabilitatea de tranziție (XX,2—29) la numărul de fotoni incidenți.

Elementul de matrice M_{if}:

$$M_{if} = \langle f | \int \mathbf{J} \, \mathbf{A}_{k,\lambda} \cdot d\mathbf{r} | i \rangle \qquad \text{(XX, 2—30)}$$

se calculează cu ajutorul teoremei lui Siegert [1], după care hamiltonianul de interacție $H_{int.}$, se dezvoltă după termenii de multipoli electrici în funcție de intensitatea cîmpului electric și a momentelor de multipol electric corespunzătoare, în aproximația „lungimii de undă mari", pentru care $kr \ll 1$. În această aproximație, forma asimptotică a funcției Bessel $j_l(kr)$ este:

$$j_l(kr) \simeq \frac{(kr)^l}{(2l+1)!!} \qquad \text{(XX, 2—31)}$$

și elementul de matrice (XX, 2—30) devine:

$$M_{if} = -c \sqrt{\frac{8\pi}{R}} \frac{l+1}{(2l+1)!! \sqrt{2(l+1)}} \cdot \frac{E_f - E_i}{\hbar} \cdot$$

$$\cdot \langle f | \int (kr)^l \rho \cdot Y_l^m(\theta, \varphi) \, d\mathbf{r} | i \rangle \qquad \text{(XX, 2—32)}$$

unde, densitatea de sarcină ρ este de forma:

$$\rho = \sum_{i=1}^{Z} e_i \, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \qquad \text{(XX, 2—33)}$$

[1] A. Siegert, *Phys. Rev.*, **52**, 787 (1937); R. Sachs, N. Austern, *Phys. Rev.*, **81**, 715 (1951).

$\mathbf{r}_i$ fiind coordonata de poziție a protonului i față de centrul de masă. Relația (XX,2 — 32) exprimă teorema lui Siegert și arată că în aproximația nerelativistă și a lungimii de undă mari, elementele de matrice ale tranzițiilor electrice de multipol, depind explicit de densitatea de sarcină (forma curenților de schimb nu apare în mod explicit). Dezvoltînd potențialul vector A după undele plane, în aproximația de dipol $E1$ ($e^{i\mathbf{kr}} \simeq 1$) pentru o distribuție de sarcină de forma (XX, 2—33), probabilitatea de tranziție de dipol în unitatea de timp, $\mathscr{P}(E1)$, devine :

$$\mathscr{P}(E1) = \frac{4\pi^2}{L^3} n_{\mathrm{k},\lambda} \frac{E_f - E_i}{\hbar} |\langle f | \sum_i e_i \mathbf{u}\mathbf{r}_i | i \rangle|^2 \qquad \text{(XX, 2—34)}$$

unde u este vectorul unitate al polarizării fotonului. Secțiunea eficace de fotoabsorbție electrică de dipol, σ_{if} se obține împărțind ecuația (XX, 2—34) cu numărul de fotoni incidenți [1], $n_{\mathrm{k},\lambda} \cdot \frac{c}{L^3}$:

$$\sigma_{if} = \frac{4\pi^2}{\hbar c}(E_f - E_i) |\langle f | \sum_i \mathbf{e}_i \mathbf{u}\mathbf{r}_i | i \rangle|^2 \qquad \text{(XX, 2—35)}$$

În acest caz, dacă momentul electric de dipol indus în nucleu este D, hamiltonianul de interacție de dipol este :

$$\mathrm{H_{int.}} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = E \sum_i^Z \mathbf{r}_i \cdot \lambda \qquad \text{(XX, 2—36)}$$

unde E este intensitatea cîmpului electric iar λ este polarizația. Operatorul de dipol ($\mathbf{r}_i \cdot \lambda$) reprezintă proiecția deplasării sarcinii pe direcția vectorului de polarizare și este produsul scalar a doi operatori : unul asociat cu distribuția sarcinii, iar celălalt cu cîmpul de radiații. Însumarea pentru toți protonii este insuficientă și de aceea este introdus reculul nucleului. Mișcarea nucleului se descompune în mișcarea centrului de masă și mișcarea nucleonilor față de centrul de masă. Astfel, însumarea se efectuează după toți protonii și neutronii cu ajutorul sarcinii efective a acestora [2] :

$$e_{\mathrm{ef}} = e\frac{N}{A} \text{ pentru protoni} ; \quad e_{\mathrm{ef}} = -e\frac{Z}{A} \text{ pentru neutroni} \qquad \text{(XX, 2—37)}$$

---

[1] Vol. II, 1, p. 335. În relația (X, 2—9) : $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{L}\mathbf{n}$, L reprezintă latura unei cutii cubice ($L \to \infty$). Componentele vectorului $\mathbf{n}$ (n_x, n_y, n_z) sînt numere întregi.

[2] Noțiunea de sarcină efectivă se poate generaliza pentru tranzițiile electrice de ordinul 2^l. (E. Hayward, „Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions", Ed. Oliver and Boyd, 1964) :

$$e_{\mathrm{ef}} = (-1)^l \cdot e\frac{Z}{A} \qquad \text{pentru neutroni}$$

$$e_{\mathrm{ef}} = \frac{A-1}{A} + (-1)^l \cdot \frac{Z-1}{A^l} \qquad \text{pentru protoni}$$

și momentul electric de dipol indus în nucleu este :

$$\mathcal{D} = \frac{N}{A} e \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} e \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta \qquad \text{(XX, 2—38)}$$

Introducînd expresia momentului electric de dipol (XX, 2—38) în relația (XX, 2—35), secțiunea eficace se poate scrie :

$$\sigma_{if} = \frac{4\pi^2 \cdot e^2}{\hbar c} (E_f - E_i) \left| \langle f | \frac{N}{A} \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta | i \rangle \right|^2 \qquad \text{(XX, 2—39)}$$

Dacă se introduce tăria oscilatorului $\mathcal{F}_{if}$ pentru absorbția unui foton de energie $E_f - E_i$, cînd sistemul trece din starea inițială $|i\rangle$ în starea finală $|f\rangle$ [1] :

$$\mathcal{F}_{if} = \frac{2m}{\hbar^2} (E_f - E_i) | \langle f | x | i \rangle |^2 \qquad \text{(XX, 2—40)}$$

relația (XX, 2—39) devine :

$$\sigma_{if} = 2\pi^2 \cdot e^2 \frac{\hbar}{m \cdot c} \frac{NZ}{A} \cdot \mathcal{F}_{if} \qquad \text{(XX, 2—41)}$$

În cazul în care se alege un hamiltonian nuclear ce conține un potențial care comută cu coordonatele de poziție, după regula sumei de dipol [2] a lui Thomas, Reiche și Kühn (T.R.K.) :

$$\sum \mathcal{F}_{if} = 1 \qquad \text{(XX, 2—42)}$$

secțiunea eficace de fotoabsorbție electrică de dipol, ia forma finală :

$$\sum \sigma_{if} = \int \sigma(E_\gamma) \, \mathrm{d}E_\gamma = \frac{2\pi^2 \cdot e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \qquad \text{(XX, 2—43)}$$

sau :

$$\sigma(E_\gamma) \, \mathrm{d}E_\gamma = 60 \frac{NZ}{A} \text{ (m barn·MeV)} \qquad \text{(XX, 2—44)}$$

---

[1] În calculul elementului de matrice al operatorului de dipol, se alege sistemul de coordonate astfel, ca una dintre axe să coincidă cu vectorul de polarizare al fotonului.

[2] Regula sumei de dipol T. R. K. (K. Okamoto, „Effect of Nuclear Forces on the Cross Sections of Photonuclear Reactions", Tokyo (1958) ; J. Levinger, op. cit.), se formulează în felul următor : suma tăriei oscilatorilor pentru absorbția electrică de dipol, este egală cu unitatea.

BCU IAȘI / CENTRU UNIVERSITY LIBRARY

Pentru cazul general, în care sînt luate în considerare absorbțiile tuturor multipolilor electrici și magnetici, Gell-Mann, Goldberger și Thiwing [1] au stabilit o regulă a sumei cu ajutorul relației de dispersie. Expresia secțiunii eficace este următoarea :

$$\int_0^{E_{pr}^{m}} \sigma(E_\gamma)\,dE_\gamma = 60\,\frac{NZ}{A}\left(1 + 0{,}1\,\frac{A^2}{NZ}\right) \qquad (XX, 2-45)$$

unde E_{pr}^{m} este energia de prag pentru generarea fotomezonilor.

Concordanța dintre valorile experimentale ale secțiunilor de fotoabsorbție și cele date de relația (XX, 2—43), obținută cu regula sumei de dipol T.R.K., demonstrează că în domeniul de energii ale fotonilor unde se observă rezonanța gigantică, procesul predominant de absorbție este absorbția electrică de dipol.

Interpretarea rezonanței gigantice cu ajutorul modelelor de structură nucleară. Apariția rezonanței gigantice se explică cu ajutorul modelelor de structură nucleară acceptate în prezent : modelul straturilor nucleonice și modelul colectiv.

În cadrul modelului straturilor nucleonice se consideră [2] că prin absorbția fotonului de către nucleu, are loc trecerea unui nucleon într-o stare uniparticulă de energie superioară. Prin absorbția de dipol în nucleu se formează un gol care este corelat cu starea uniparticulă în care se află nucleonul. Deoarece este posibil să se formeze mai multe stări particulă-gol, care sînt degenerate în energie, interacția particulă-gol are un efect de redistribuire a intensităților de dipol. Pentru nucleele medii și grele, numărul stărilor particulă-gol este mare, astfel că pentru găsirea stărilor perturbate, este necesar să fie rezolvată ecuația seculară a sistemului nuclear [3]. În calculul energiei stării particulă-gol se utilizează un potențial nuclear bine definit ; pentru o bună concordanță cu rezultatele experimentale se aleg diferite forme pentru dependența radială a potențialului $V(r)$ și mai multe combinații de forțe nucleare. Calculele efectuate au demonstrat că introducerea interacției reziduale particulă-gol în calculul tranzițiilor electrice de dipol, conduce la rezultate care sînt în concordanță cu determinările experimentale privind poziția maximului de rezonanță, lărgimea acestuia și intensitatea tranziției. Secțiunea eficace de fotodezintegrare pentru unele nuclee cu straturi nucleonice complete, ca : $^{12}_{6}C$, $^{16}_{8}O$, $^{28}_{14}Si$, $^{40}_{20}Ca$, a fost calculată [4], considerînd excitarea particulă-gol în domeniul continuumului, cu ajutorul teoriei canalelor cuplate [5], tratînd rezonanța gigantică ca o suprapunere de excitații particulă-gol.

Modelul uniparticulă s-a aplicat cu succes pentru interpretarea rezonanței gigantice observată la nucleele deformate. La acestea s-a constatat că secțiunea eficace de fotoabsorbție prezintă două maxime de in-

---

[1] M. Gell-Mann, M. Goldberger, W. Thiwing, *Phys. Rev.*, 95, 1612 (1964).

[2] D. Wilkinson, *Physica*, 22, 1039 (1956) ; *Phil. Mag.*, 3, 567 (1958). G. Brown, M. Bolsterelli, *Phys. Rev. Letters*, 3, 472 (1959).

[3] J. Elliot, B. Flowers, *Proc. Roy. Soc.*, A 242, 57 (1957).

[4] A. Sarnis, M. Marangoni, *Nucl. Phys.*, A 132, 433 (1969).

[5] B. Buck, A. Hill, *Nucl. Phys.*, A 95, 271 (1967) ; H. Weidenmüller, *Nucl. Phys.*, 75, 189 (1966).

tensitate diferită, situate la o diferență de energie care este dependentă de mărimea momentului electric nuclear de cuadrupol al nucleului în stare fundamentală. Introducerea interacțiilor reziduale în calculul elementelor de matrice ale tranzițiilor electrice de dipol, întîmpină dificultăți în elaborarea metodelor de calcul pentru determinarea energiei stărilor neperturbate. Mottelson și Nilsson [1] au descris rezonanța gigantică de dipol folosind un model schematic, în care pentru tratarea nucleului în starea fundamentală au utilizat hamiltonianul oscilatorului armonic anizotrop. În această reprezentare, rezonanța gigantică este constituită dintr-o sumă de tranziții uniparticulă, grupate în două componente. Prima componentă este grupată în jurul energiei $\hbar \cdot \omega_z$, care corespunde excitării uniparticulă de-a lungul axei de simetrie, iar a doua componentă este grupată în jurul energiei $\hbar \cdot \omega_\perp$, care corespunde excitării uniparticulă într-un plan perpendicular pe axa de simetrie. Din calculul energiilor medii ale celor două componente ale rezonanței gigantice, $\bar{E}_a$ și $\bar{E}_b$, dacă a este axa mare, iar b este axa mică a elipsoidului, se obține pentru raportul E_b/E_a o expresie dependentă de parametrul de deformare β :

$$\frac{E_b}{E_a} \cong \frac{1 + 0{,}33\beta}{1 - 0{,}66\beta} \qquad \text{(XX, 2—46)}$$

Poziția și lărgimea celor două maxime ale rezonanței gigantice pentru nucleele deformate, este prezentată schematic în figura XX—6.

Modelele nucleare colective au fost utilizate cu succes pentru interpretarea rezonanței gigantice de dipol. În cadrul modelului colectiv clasic, pentru tratarea absorbției electrice de dipol, Migdal [2] introduce conceptul oscilațiilor colective ale protonilor și neutronilor, în analogie cu oscilațiile a două fluide incompresibile. În tratarea semiclasică, bazată pe întrepătrunderea fluidului protonic cu fluidul neutronic, într-un volum cu suprafață determinată, s-a calculat momentul electric de dipol indus în nucleu prin absorbția cîmpului electric constant, extern, din care s-au determinat polarizabilitatea nucleară α_0, energia medie a oscilațiilor de dipol $\bar{E}$ și mărimea $\sigma(-2)$ definită prin relația :

$$\sigma(-2) = \int \sigma(E)\, E^{-2}\, dE \qquad \text{(XX, 2—47)}$$

unde $\sigma(E)$ este secțiunea eficace de fotoabsorbție electrică de dipol. Dacă secțiunea eficace de absorbție nucleară este determinată de o linie unică de rezonanță, centrată în jurul unei energii E_r (max.), se demonstrează că polarizabilitatea statică α_0 este corelată cu mărimea E_r (max.), prin relația :

$$\alpha_0 = \frac{\hbar c}{2\pi^2}\,\sigma(-2) = \frac{\hbar c}{2\pi^2}\,\frac{1}{E^2} \cdot \int \sigma(E)\, dE \qquad \text{(XX, 2—48)}$$

---

[1] B. Mottelson, S. Nilsson, *Nucl. Phys.*, **13**, 281 (1951).
[2] A. Migdal, *J. Phys. U.S.S.R.*, **8**, 331 (1944).

Regiunea de energie în care tranzițiile electrice de dipol apar cu intensități diferite de zero, este dată de expresia:

$$\tilde{E} = \left[\frac{\int \sigma(E)\, dE}{\int \frac{\sigma(E)}{E^2}\, dE} \right]^{1/2} = \left(\frac{e^2 \cdot \hbar^2}{m} \frac{NZ}{A} \frac{1}{\alpha_0} \right)^{1/2} \qquad (XX, 2-49)$$

Dacă secțiunea eficace de absorbție este descrisă de o curbă Lorentz, energia medie $\tilde{E}$ este identică cu energia maximă a rezonanței gigantice E_r (max.). Presupunînd că energia de simetrie E_S (din formula semiempirică a masei, dată de Weizsäcker), este distribuită uniform în întregul nucleu, polarizabilitatea statică se poate exprima în funcție de E_S prin ecuația:

$$\alpha_0 = \frac{e^2 R^2 A}{40\, E_S} \qquad (XX, 2-50)$$

și mărimea $\sigma(-2)$ devine:

$$\sigma(-2) = \frac{\pi^2}{20} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{R^2 A}{E_S} \qquad (XX, 2-51)$$

Luînd $R = 1{,}2\, A^{1/3}$ (fm) și $E_S = 23$ MeV, expresia (XX, 2—51) ia forma:

$$\sigma(-2) = 2{,}25 \cdot 10^{-6} A^{5/3} \text{ (barn. MeV}^{-1}) \qquad (XX, 2-52)$$

Dacă se introduce relația (XX, 2—52) în expresia (XX, 2—49) și se ia pentru secțiunea eficace de absorbție integrată ecuația (XX, 2—44), cu aproximația $N = Z = \frac{A}{2}$, pentru energia medie a rezonanței gigantice se obține următoarea mărime:

$$\tilde{E} = 82\, A^{-1/3} \text{ (MeV)} \qquad (XX, 2-53)$$

Această relație este bine verificată de datele experimentale obținute la nucleele cu $A > 100$. Pentru nucleele ușoare, se observă o abatere de $10 \div 20\,\%$ față de poziția reală a rezonanței gigantice.

Goldhaber și Teller [1] au calculat energia maximă a rezonanței gigantice de dipol considerînd pentru oscilațiile armonice ale fluidului protonic și neutronic, următoarele trei aproximații: a) protonii și neutronii oscilează în jurul poziției lor de echilibru, la fel cum vibrează ionii într-un cristal; b) protonii și neutronii oscilează unii față de alții asemănător fluidelor compresibile; c) oscilațiile neutronilor față de protoni, sînt si-

[1] M. Goldhaber, E. Teller, *Phys. Rev.*, **74**, 1046 (1948).

milare cu oscilațiile unor sfere rigide. În funcție de aproximația b) sau c) acceptată, se obține pentru energia medie a rezonanței gigantice o dependență de numărul de masă A, proporțională cu $A^{-1/3}$ sau $A^{-1/6}$.

S-a observat că rezonanța gigantică este mai îngustă la nucleele care au straturile nucleonice complete, decît la celelalte nuclee. În cadrul modelului colectiv, Danos [1] și Okamoto [2] au demonstrat că forma rezonanței gigantice este dependentă de deformarea nucleară: pentru nucleele sferice rezonanța este îngustă iar pentru nucleele deformate, elipsoidice, rezonanța este largă. La nucleele deformate rezonanța gigantică de dipol este determinată de suprapunerea a două rezonanțe datorate oscilațiilor proprii longitudinale (de-a lungul axei de simetrie a nucleului) și transversale (perpendiculară pe axa de simetrie a nucleului), ale frecvenței ω și prezintă două componente cu valori diferite ale energiei maxime. Pentru un nucleu deformat, asimilat cu un elipsoid de rotație, raportul dintre cele două energii E_a și E_b ale rezonanței gigantice de dipol este dependent de parametrul de deformare β, prin relația:

$$\frac{E_b}{E_a} = \frac{\left[1 - 0{,}04\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \cdot \beta\right]\left[1 + \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \cdot \beta\right]}{\left[1 - 0{,}5\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \cdot \beta\right]\left[1 + 0{,}08\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \cdot \beta\right]} \qquad (XX, 2-54)$$

Luînd pentru axa mare a și axa mică b, expresiile:

$$a = R_0\left[1 + \beta\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2}\right] \qquad (XX, 2-55)$$

$$b = R_0\left[1 - \beta\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2}\right] \qquad (XX, 2-56)$$

raportul (XX, 2—54) se poate exprima în funcție de mărimea $d = \frac{a}{b}$ prin ecuația:

$$\frac{E_b}{E_a} = \frac{0{,}92\, d^2 + 2{,}08\, d}{1{,}16\, d + 1{,}84} \qquad (XX, 2-57)$$

Deoarece experimental s-a constatat că d are o valoare apropiată de unitate, prin dezvoltarea în serie a relației (XX, 2—57), se obține:

$$\frac{E_b}{E_a} = 0{,}911\, d + 0{,}089 \qquad (XX, 2-58)$$

---

[1] M. Danos, *Ann. Phys.*, **10**, 265 (1952); *Nucl. Phys.*, **5**, 23 (1958)

[2] K. Okamoto, *Phys. Rev.*, **110**, 143 (1958).

Ecuația (XX, 2—58) exprimă dependența raportului E_b/E_a de momentul electric nuclear de cuadrupol în starea fundamentală. Valorile calculate pentru acesta, în funcție de lungimea axelor a și b, cu raza nucleară $R_0 =$

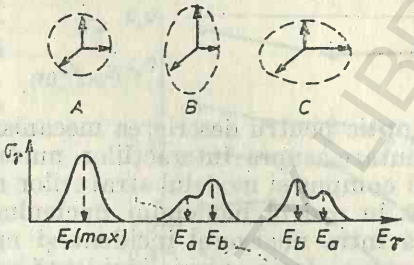


Fig. XX— 6. — Forma rezonanței gigantice pentru nuclee sferice și deformate.

$1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm, sînt în bună concordanță cu cele determinate prin alte metode.

Pentru $d > 1$, modurile de vibrație perpendiculare pe axa mare sînt degenerate și secțiunea eficace de fotoabsorbție electrică de dipol integrată în raport cu energia este de două ori mai mare decît pentru vibrațiile de-a lungul axei mari. Pentru $d < 1$ reprezentarea este inversă celei arătate mai sus. Spre exemplificare, în figura XX—6 se prezintă schematic forma rezonanței gigantice de dipol pentru nucleul sferic și deformat (prolat și oblat).

Modelul colectiv dinamic s-a aplicat pentru descrierea rezonanței gigantice la nucleele sferice și deformate. Presupunînd un cuplaj puternic între vibrațiile suprafeței nucleare și oscilațiile de dipol induse în nucleu prin absorbția fotonului, s-a tratat rezonanța gigantică pentru nucleele vibraționale [1], pornind de la un hamiltonian al sistemului de forma:

$$H = H_{cuad.} + H_{dip.} + H_{cuad.-dip.} \qquad (XX, 2-59)$$

unde $H_{cuad.}$ reprezintă hamiltonianul oscilațiilor de cuadrupol ale suprafeței nucleare, $H_{dip.}$ este hamiltonianul oscilațiilor de dipol induse în nucleu, iar $H_{cuad.-dip.}$ reprezintă hamiltonianul de interacție dintre oscilațiile de cuadrupol și oscilațiile de dipol. Pentru descrierea oscilațiilor de dipol se consideră că protonii și neutronii formează două fluide care vibrează unul față de altul. Calculul secțiunii eficace de fotoabsorbție pentru mai multe nuclee vibraționale, alegînd în mod convenabil parametrii necesari, concordă bine cu rezultatele experimentale.

[1] M. Danos, W. Greiner, C. Kohr, *Phys. Rev.*, 133, B 1055 (1965).

Capitolul XXI

MODELUL OPTIC ÎN REACȚIILE NUCLEARE

Modelul optic pentru descrierea mecanismului reacțiilor nucleare exprimă o reprezentare asupra interacțiilor nucleonice, intermediară între modelul nucleului compus și modelul straturilor nucleonice. Teoria continuumului, elaborată în cadrul modelului nucleului compus, consideră o interacție puternică între nucleonul incident și nucleonii constituenți ai nucleului țintă, în urma căreia energia incidentă este distribuită între toți nucleonii. Nucleonul incident este puternic absorbit în nucleul țintă și particula emergentă este emisă după un timp relativ lung. După modelul straturilor nucleonice, într-un nucleu în starea fundamentală, interacția dintre nucleoni este suficient de slabă ceea ce permite a atribui unei stări nucleare date, o anumită configurație a orbitalilor nucleonici ocupați și absorbția nucleonului incident este slabă. În reprezentarea modelului straturilor nucleonice, la interacția unui nucleon (cu energie pozitivă) cu nucleul, se realizează o stare nucleară nelegată ($E > 0$). Nucleonul incident, cu energie pozitivă, se mișcă independent de nucleonii din nucleul țintă într-un cîmp central creat de aceștia. În modelul optic, interacția dintre mai mulți nucleoni este înlocuită cu un potențial de interacție, numit potențial complex, care este analog cu indicele de refracție complex ce descrie propagarea luminii într-un mediu refringent, absorbant. În mod simplificat, nucleul se consideră ca un domeniu ocupat de un cîmp potențial, caracterizat de un anumit coeficient de absorbție. Astfel, nucleonul incident care interacționează cu nucleul țintă, poate să fie atît absorbit, cît și reemis printr-un canal de ieșire.

1. DOVEZI EXPERIMENTALE CARE AU SUGERAT INTRODUCEREA MODELULUI OPTIC

Conform teoriei continuumului, secțiunea eficace totală de interacție σ_T, a neutronilor cu nucleele, pentru $\lambda\!\!\!^{-} \simeq R$, este dată de formula nucleului negru (XVIII, 5—38) :

$$\sigma_T = 2\pi (R + \lambda\!\!\!^{-})^2$$

Această relație prevede o dependență monotonă a secțiunii eficace de energia neutronilor (prin $\lambda\!\!\!^{-}$) și de numărul de masă al nucleului țintă (prin R). Contrar așteptării indicate de relația (XVIII, 5—38), cu creșterea energiei neutronilor, secțiunea eficace totală de reacție se micșorează [1]. Pentru

[1] L. Cook și colab., *Phys. Rev.*, **75**, 7 (1949) ; R. Hildebrand, C. Leith, *Phys. Rev.*, **80**, 842 (1950).

exemplificare, în figura XXI—1 se indică variația secțiunii eficace totale de reacție σ_T cu energia neutronilor, pînă la 90 MeV, pentru cîteva elemente (^{1}H, ^{2}D, C, Al, Cu, Pb). Descreșterea este evidentă pentru nucleele ușoare și sugerează că la energii mari, nu toți neutronii care ciocnesc nucleul țintă (de suprafață $\pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2$) sînt captați. Materia nucleară prezintă deci o anumită transparență față de neutronii rapizi. Serber [1] presupune că la energii mari, particulele incidente nu interacționează cu nucleul ca un întreg, ci cu nucleonii individuali din nucleu și ca urmare, probabilitatea de formare a nucleului compus este redusă. Din această cauză, nucleonul incident părăsește nucleul cu probabilitate mare, fără a lua parte la procese de interacție și astfel nucleul țintă devine parțial transparent, avînd o rază nucleară mai mică decît cea așteptată.

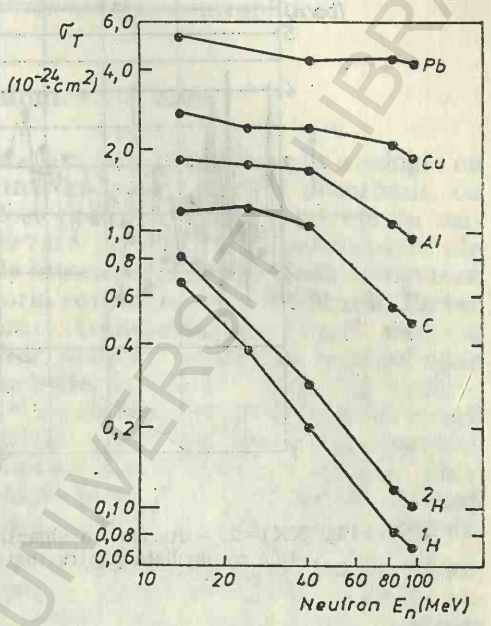


Fig. XXI—1. — Variația secțiunii eficace σ_T cu energia neutronilor.

Analiza valorilor experimentale ale secțiunilor eficace totale la energii mici [2] și mari [3] ale neutronilor, a scos în evidență existența unei rezonanțe gigantice în curba $\sigma_T = f(E)$, cu lărgimea de aproximativ 1 MeV, a cărei poziție este dependentă de energia neutronilor incidenți și numărul de masă al nucleului țintă. Forma rezonanței gigantice pentru nucleul ^{32}S este prezentată în figura XXI—2, în care este redată variația secțiunii eficace totale σ_T (linia întreruptă) mediată pentru toate rezonanțele individuale, înguste, determinate de formarea nucleului compus, în domeniul energiilor mici ale neutronilor. Măsurătorile experimentale ale secțiunilor eficace totale pentru un număr mare de nuclee, pînă la $A = 240$, pentru energii ale neutronilor în domeniul 0,5 ÷ 3 MeV, efectuate de Barschall, au evidențiat clar acest fenomen. În figura XXI—3, sînt redate rezultatele măsurătorilor lui Barschall, în care se prezintă variația secțiunii eficace totale, sub forma raportului $\frac{\langle \sigma_T \rangle}{\pi R^2}$, cu energia neutronilor, prin expresia : $X^2 = (R/\lambda\!\!\!^{-})^2$ și cu numărul de masă A, al nucleului țintă. Se observă, de exemplu, maxime largi ale secțiunii eficace σ_T la energii ale neutronilor de $\sim$ 1,5 MeV pentru nuclee medii ($A \sim 140$) : I, Ba, La, Ce ș.a., și minime largi la aceleași energii ale neu-

[1] R. Serber, *Phys. Rev.*, **72**, 1008 (1947).
[2] K. Ford, D. Bohm, *Phys. Rev.*, **79**, 745 (1950).
[3] H. Barschall, *Phys. Rev.*, **86**, 431 (1952); D. Miller și colab., *Phys. Rev.*, **88**, 83 (1952).

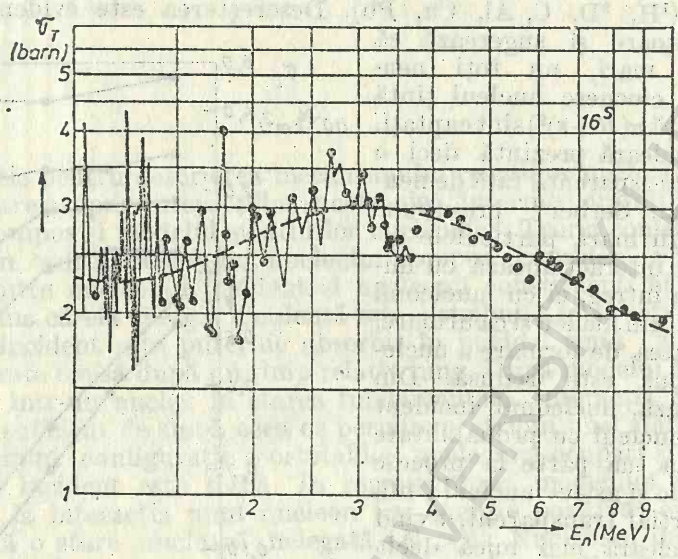


Fig. XXI—2. — Rezonanța gigantică la ^{32}S (secțiunea eficace totală σ_T mediată pentru toate rezonanțele individuale).

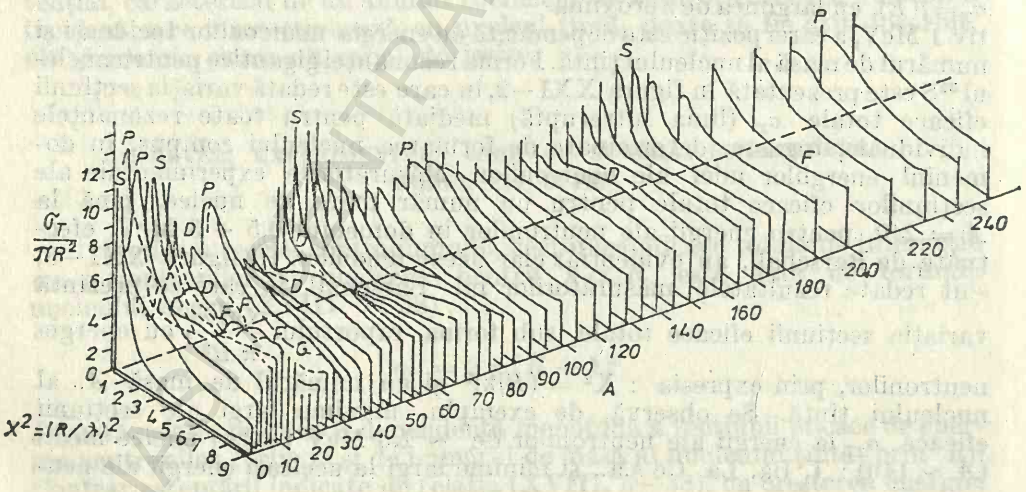


Fig. XXI—3. — Variația secțiunii eficace totale de reacție $\langle\sigma_T\rangle$ cu energia neutronilor și numărul de masă al nucleului, determinată experimental.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

tronilor, pentru nuclee grele ($A \sim 200$) : Pb, Bi etc. Aceste rezultate experimentale nu pot fi interpretate cu teoria continuumului elaborată de Feshbach și Weisskopf, care după relația (XVIII, 5—38) prevede o dependență monotonă a secțiunii eficace de energia neutronilor.

2. FORMULAREA MODELULUI OPTIC

Propunerea lui Bethe [1] de a trata reacțiile nucleare în analogie cu procesul de propagare a luminii printr-un mediu parțial absorbant, cu ajutorul unui potențial complex, a fost preluată pentru a întrepreta maximele și minimele sistematice observate în valorile experimentale ale secțiunilor eficace, prin fenomenul de interferență dintre unda neutronică incidentă și emergentă. Revizuind teoria continuumului, Feshbach, Porter și Weisskopf [2] au luat în considerare transparența nucleară parțială prin introducerea *potențialului nuclear complex*, elaborînd *modelul optic la energii mici*. Pentru reacțiile nucleare la energii mari ale neutronilor, Fernbach, Serber și Weisskopf [3] au elaborat modelul optic la energii mari. Deoarece se consideră că nucleul țintă prezintă o transparență parțială pentru neutroni, modelul optic se mai numește *modelul sferei de cristal semitransparente* (cloudy crystall ball). O astfel de sferă nucleară poate transmite, reflecta, refracta și absorbi unda neutronică incidentă.

Potențialul optic. În mod similar cu semnificația indicelui de refracție din optică, acțiunea nucleului asupra undei neutronice se poate exprima printr-un indice de refracție n_0, definit prin raportul dintre lungimea de undă $\lambda_{ext.}$, în afara nucleului și lungimea de undă $\lambda_{int.}$, în interiorul nucleului :

$$n_0 = \frac{\dfrac{2{,}87 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E_n}}}{\dfrac{2{,}87 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E_n + V_0}}} = \sqrt{1 + \frac{V_0}{E_n}} \qquad \text{(XXI, 2—1)}$$

unde E_n este energia cinetică a neutronului incident iar V_0 adîncimea gropii de potențial nuclear rectangular. Absorbția neutronului în nucleul țintă se exprimă prin indicele de refracție complex n_c, compus dintr-o parte reală și una imaginară :

$$n_c = n_{\text{real}} + i\, n_{\text{imag.}} \qquad \text{(XXI, 2—2)}$$

Comportarea undei corpusculare (neutronice) în interacție cu nucleul, este bine descrisă de un potențial nuclear complex de forma :

$$V(r) = -(V_0 + iW) \text{ pentru } r \leqslant R \qquad \text{(XXI,2—3)}$$

---

[1] H. Bethe, *Phys. Rev.*, 57, 1125 (1940).
[2] H. Feshbach, C. Porter, V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 96, 448 (1954).
[3] S. Fernbach, R. Serber, V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 75, 1352 (1949).

care este similar cu potențialul rectangular (V, 1—2). Partea reală, $-V_0$, a potențialului optic indică adîncimea gropii de potențial analoagă cu $-V_0$ din ecuația (V, 1—2)) și determină împrăștierea undei neutronice de către nucleul țintă. La energii mici ale neutronilor, partea reală este similară cu potențialul utilizat în modelul straturilor nucleonice. Partea imaginară a potențialului optic W exprimă gradul de interacție dintre unda neutronică și nucleul țintă prin procesul de absorbție. Nucleul atomic acționează deci asupra neutronului incident, atît ca un centru de împrăștiere (mediu de refracție), cît și ca un absorbant (mediu semitransparent) conducînd la formarea unui nucleu compus. La pătrunderea particulei incidente în nucleu, aceasta are un drum liber mijlociu apreciabil ($\tilde{l} \simeq R$) și nucleul compus nu se formează imediat. De exemplu, la pătrunderea unui neutron în nucleu, există o probabilitate mare ca acesta să revină la suprafața nucleară, fără a se fi format nucleul compus, pe care o părăsește ca neutron împrăștiat. Acest proces conduce la apariția rezonanței gigantice. Există de asemenea, o probabilitate finită ca neutronul pătruns în nucleu să interacționeze puternic cu mai mulți nucleoni, într-un timp relativ lung, formînd nucleul compus. Acest proces determină rezonanțele înguste (rezonanțe determinate de formarea nucleului compus). Mărimile V_0 și W sînt dependente de energie, după cum se poate vedea din figura XXI—4, pentru protoni ca particule incidente. Se observă că partea reală a potențialului optic, V_0, scade cu creșterea energiei particulei incidente, ca urmare a măririi contribuției miezului repulsiv la interacția binucleonică la energii mari, care determină o diminuare a interacției atractive. La energii mici, unde $W \ll V_0$, probabilitatea de absorbție este mică și predomină procesul de împrăștiere elastică. La energii mari, cînd $W \gg V_0$ predomină procesul de absorbție și se produce cu preponderență reacția

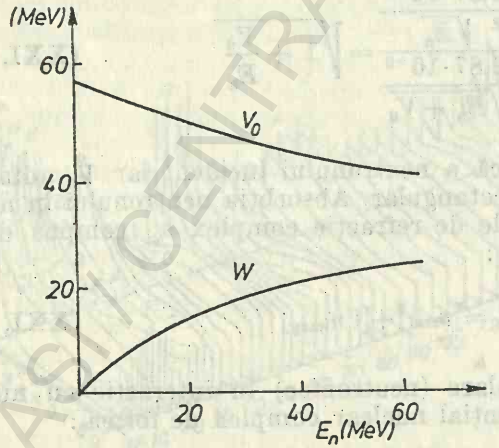


Fig. XXI — 4. — Variația părții reale (V_0) și imaginare (W) a potențialului optic cu energia protonilor.

nucleară cu formarea nucleului compus. Creșterea părții imaginare W, a potențialului optic se datorează faptului că numărul relativ de ciocniri nucleonice interzis de principiul de excluziune al lui Pauli, se micșorează cu creșterea energiei nucleonilor incidenți.

Pentru a preciza sensul fizic al părții imaginare W a potențialului optic, să considerăm expresia numărului de unde k_0, cu potențialul complex (XXI, 2—3):

$$k_0 = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(E_n - V_0 - iW)\right]^{1/2} = k_R + ik_I \qquad \text{(XXI, 2—4)}$$

unde k_R este numărul de unde real și k_I, numărul de unde imaginar. Prin rearanjarea ecuației (XXI, 2—4):

$$k_0 = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(E_n - V_0)\right]^{1/2}\left(1 - i\frac{W}{E_n - V_0}\right)^{1/2} \simeq \left(\frac{2m}{\hbar^2}\cdot\frac{mv^2}{2}\right)^{1/2}\cdot$$

$$\cdot\left(1 - \frac{i}{2}\frac{W}{\frac{mv^2}{2}}\right) = \frac{mv}{\hbar}\left(1 - \frac{iW}{mv^2}\right) \qquad \text{(XXI, 2—5)}$$

rezultă în final:

$$k_0 = \frac{mv}{\hbar} - i\frac{W}{\hbar v} = k_R + ik_I \qquad \text{(XXI, 2—6)}$$

Din relația (XXI, 2—6) se obține pentru parcursul liber mijlociu $\tilde{l}$ al nucleonului incident îndepărtat din flux prin ciocnire binucleonică, următoarea expresie:

$$\tilde{l} = \frac{1}{k_I} = \frac{\hbar v}{W} \qquad \text{(XXI, 2—7)}$$

Dacă timpul mediu dintre ciocniri, Δt, este dat de raportul dintre parcursul liber mijlociu și viteza nucleonului v:

$$\Delta t = \frac{\tilde{l}}{v} = \frac{\hbar}{W} \qquad \text{(XXI, 2—8)}$$

rezultă că W exprimă frecvența cu care se produc ciocnirile internucleonice. Cu ajutorul acestei interpretări, se poate explica dependența radială a potențialului imaginar.

Dependența radială a potențialului optic trebuie să reflecte variația radială a densității de sarcină nucleară așa cum rezultă din măsurătorile de împrăștiere elastică a electronilor rapizi efectuate de Hofstadter. Expresia potențialului optic este de forma:

$$V(r) = -[V_0 f(r) + iWg(r)] \qquad \text{(XXI, 2—9)}$$

în care $f(r)$ și $g(r)$ sînt factori de formă care exprimă dependența radială a părții reale și imaginare. Funcția $f(r)$ are forma funcției de distribuție Fermi a sarcinii nucleare:

$$f(r) = \left(1 + \exp\frac{r - R}{d}\right)^{-1} \qquad \text{(XXI, 2—10)}$$

unde d este parametrul de difuzivitate. Funcția $g(r)$ ar putea că fie identică cu $f(r)$, dar valoarea maximă înregistrată la centrul nucleului, care indică o absorbție a nucleonilor în întregul volum nuclear, nu este în acord cu rezultatele experimentale.

În concordanță cu datele experimentale la energii mici, pentru factorul de formă $g(r)$ se ia o funcție Gauss :

$$g(r) = \exp\left[-\frac{(r-R)^2}{b^2}\right] \qquad \text{(XXI, 2—11)}$$

unde b este semilărgimea curbei. Relația (XXI, 2—11) indică o valoare maximă la suprafața nucleară, ceea ce demonstrează că absorbția nucleară are loc la suprafață. Potențialul imaginar W are deci o dependență radială diferită de potențialul real V_0 și prezintă adîncimea maximă în regiunea suprafeței nucleare. Aceasta dovedește că nucleonii incidenți au o probabilitate de ciocnire mai mare cu nucleonii slab legați situați la suprafața nucleului, decît cu nucleonii din centrul nucleului. În figura XXI—5, se prezintă variația radială a funcțiilor $f(r)$ și $g(r)$.

Secțiunea eficace de reacție. Modelul optic permite calculul secțiunii eficace de reacție σ_r, la energii mici, mediate într-un anumit domeniu de energie care conține multe rezonanțe (domeniul de rezonanță) într-un

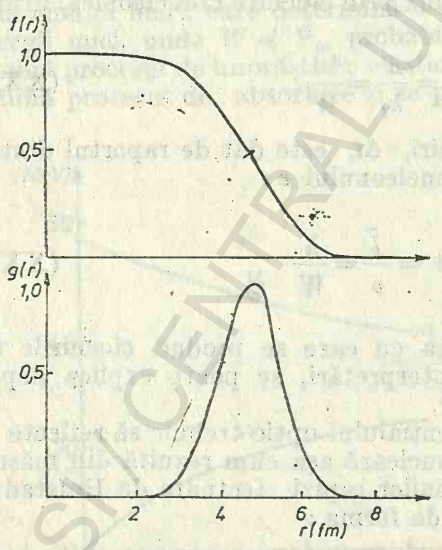


Fig. XXI—5. — Dependența radială a factorilor de formă $f(r)$ și $g(r)$ din potențialul optic.

mod analog cu teoria continuumului. Problema importantă este stabilirea procedeului de mediere necesar pentru folosirea modelului optic. Utilizînd potențialul complex de forma (XXI, 2 — 3), ecuația lui Schrödinger devine :

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E_n + V_0 \mp iW)\,\Psi = 0 \qquad \text{(XXI, 2—12)}$$

pentru care soluțiile sînt de forma:

$$\Psi_{\text{int.}}(r) = A \sin k_c \cdot r \qquad r < R \qquad \text{(XXI, 2—13)}$$

$$\Psi_{\text{ext.}}(r) = \frac{\mathrm{i}}{2kr}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kr} - \langle S_l \rangle \mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}) \qquad r > R \qquad \text{(XXI, 2—14)}$$

Mărimea k_c este numărul de unde complex, în interiorul nucleului, definit prin relația:

$$k_c = \frac{\sqrt{2m(E_n + V_0 + \mathrm{i}W)}}{\hbar} \qquad \text{(XXI, 2—15)}$$

iar k, numărul de unde extern:

$$k = \frac{\sqrt{2m \cdot E_n}}{\hbar} \qquad \text{(XXI, 2—16)}$$

Datorită procesului de mediere introdus în calculele modelului optic, deplasarea de fază mediată obținută din potențialul complex, conduce la mărimea mediată pentru $\langle S_l \rangle$, care se obține după formula generală de mediere:

$$\langle S_l \rangle = \frac{1}{\Delta E} \cdot \int_{E-\frac{1}{2}\Delta E}^{E+\frac{1}{2}\Delta E} S_l(E')\, \mathrm{d}E' \qquad \text{(XXI, 2—17)}$$

cu $S_l = \exp(2\,\mathrm{i}\delta_l)$, unde ΔE este intervalul de energie care cuprinde mai multe rezonanțe individuale. Mărimea sa trebuie să fie mai mică decît lărgimea rezonanței gigantice, $\Delta E \ll \Gamma_R$.

Pentru calculul mărimii $\langle S_l \rangle$ se pornește de la condiția de continuitate a funcțiilor $\Psi_{\text{int.}}(r)$ și $\Psi_{\text{ext.}}(r)$ și a derivatelor corespunzătoare $\Psi'_{\text{int.}}(r)$ și $\Psi'_{\text{ext.}}$, pentru $r = R$:

$$A \sin k_c R = \frac{\mathrm{i}}{2k}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kR} - S\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}kR}) \qquad \text{(XXI, 2—18)}$$

$$k_c A \cos k_c R = \frac{1}{2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kR} + S\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}kR}) \qquad \text{(XXI, 2—19)}$$

care conduce la următoarea expresie pentru S:

$$S = \frac{1 + \mathrm{i}\frac{k}{k_c}\operatorname{tg}(k_c R)}{1 - \mathrm{i}\frac{k}{k_c}\operatorname{tg}(k_c R)} \exp(-2\,\mathrm{i}kR) \qquad \text{(XXI, 2—20)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Introducînd funcția dependentă de energie f, definită prin relația :

$$f = R\frac{1}{\Psi(R)}\cdot\frac{d\Psi(R)}{dR} \qquad \text{(XXI, 2—21)}$$

cu forma finală [1] :

$$f = -ikR\frac{\exp(-ikR) + S\exp(ikR)}{\exp(-ikR) - S\exp(ikR)} \qquad \text{(XXI, 2—22)}$$

expresia (XXI, 2—20) se mai poate scrie sub forma :

$$S = \frac{f + ikR}{f - ikR}\exp(-2ikR) \qquad \text{(XXI, 2—23)}$$

În cadrul modelului optic, datorită operației de mediere, ecuația (XXI, 2—23) devine, în starea de împrăștiere s :

$$\langle S_0\rangle = \frac{\langle f_0\rangle + ikR}{\langle f_0\rangle - ikR}\exp(-2i\delta_0) \qquad \text{(XXI, 2—24)}$$

unde $\delta_0 = kR$ și funcția $\langle f_0\rangle$ ia următoarea formă specială, pentru un potențial rectangular :

$$\langle f_0\rangle = k_c R\operatorname{ctg} k_c\cdot R \qquad \text{(XXI, 2—25)}$$

Datorită potențialului complex (XXI, 2—3) admis, funcția $\langle f_0\rangle$ este complexă :

$$\langle f_0\rangle = \operatorname{Re}\langle f_0\rangle + i\operatorname{Im}\langle f_0\rangle \qquad \text{(XXI, 2—26)}$$

unde primul termen reprezintă partea reală și al doilea termen exprimă partea imaginară.

Secțiunile eficace mediate de împrăștiere $\langle\sigma_e\rangle$ și de reacție $\langle\sigma_r\rangle$ se calculează după relațiile (XVIII, 5—24) și (XVIII, 5—28), în care pentru $\langle S_l\rangle$ se ia expresia (XXI, 2—17) :

$$\langle\sigma_{e,l}\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)\langle|1 - S_l|\rangle^2 \qquad \text{(XXI, 2—27)}$$

$$\langle\sigma_{r,l}\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)\left[1 - \langle|S_l|^2\rangle\right] \qquad \text{(XXI, 2—28)}$$

---

[1] Pentru $S = 0$, se obține $f = -ikR$, ceea ce indică absorbția totală a undei incidente în nucleul țintă (unda emergentă dispare). La energii mici ale neutronilor, $2kR \ll 1$ și $S = -\exp(-2ikR) = -1$. În acest caz, $f = 0$, ceea ce înseamnă că împrăștierea la rezonanță este maximă.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde:

$$\langle|1 - S_l|^2\rangle = |1 - \langle S_l\rangle|^2 - |\langle S_l\rangle|^2 + \langle|S_l|^2\rangle$$

$$1 - \langle|S_l|^2\rangle = 1 - \langle|1 - S_l|^2\rangle + |1 - \langle S_l\rangle|^2 - \langle|S_l|^2\rangle$$

presupunînd că domeniul de energie nu este prea mare, ceea ce nu necesită medierea lui k^2. Ecuațiile (XXI, 2—27) și (XXI, 2—28) devin:

$$\langle\sigma_{e,l}\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)(|1 - \langle S_l\rangle|^2 - \langle|S_l|^2\rangle + |\langle S_l\rangle|^2) \quad \text{(XXI, 2—29)}$$

$$\langle\sigma_{r,l}\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)\,[1 - |\langle S_l\rangle|^2 - (\langle|S_l|^2\rangle - |\langle S_l\rangle|^2)] \quad \text{(XXI, 2—30)}$$

Secțiunea eficace totală mediată $\langle\sigma_T\rangle$ se obține însumînd ecuațiile (XXI, 2—29) și (XXI, 2—30):

$$\langle\sigma_T\rangle = \langle\sigma_{e,l}\rangle + \langle\sigma_{r,l}\rangle \quad \text{(XXI, 2—31)}$$

$$\langle\sigma_T\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)\,[|1 - \langle S_l\rangle|^2 + 1 - |\langle S_l\rangle|^2] \quad \text{(XXI, 2—32)}$$

Secțiunea eficace de împrăștiere elastică mediată $\langle\sigma_{e,l}\rangle$ se compune din două părți, și anume secțiunea eficace de împrăștiere potențială, fără formarea nucleului compus σ_e(pot.), și secțiunea eficace de împrăștiere elastică, cu formarea nucleului compus σ_e(N.C.):

$$\langle\sigma_{e,l}\rangle = \langle\sigma_e(\text{pot.})\rangle + \langle\sigma_e(\text{N.C.})\rangle \quad \text{(XXI, 2—33)}$$

Ținînd seama că o reacție nucleară are loc cu formarea nucleului compus, rezultă că secțiunea eficace a proceselor de interacție care au loc prin formarea unui nucleu compus σ(N.C.) este dată de suma a doi termeni: secțiunea eficace de reacție $\langle\sigma_r\rangle$ și secțiunea de împrăștiere elastică cu formarea nucleului compus σ_e(N.C):

$$\langle\sigma(\text{N.C.})\rangle = \langle\sigma_r\rangle + \langle\sigma_e\,(\text{N.C.})\rangle \quad \text{(XXI, 2—34)}$$

După modelul optic, secțiunea eficace mediată de reacție $\langle\sigma_r\rangle$ este deci dată de diferența:

$$\langle\sigma_r\rangle = \langle\sigma(\text{N.C.})\rangle - \langle\sigma_e(\text{N.C.})\rangle \quad \text{(XXI, 2—35)}$$

Luînd pentru secțiunile eficace σ_e (pot.) și σ_e(N.C.) expresiile:

$$\langle\sigma_e(\text{pot.})\rangle = \frac{\pi}{k^2}\sum^{l}(2l+1)\cdot|1 - \langle S_l\rangle|^2 \quad \text{(XXI, 2—36)}$$

$$\langle\sigma_e(\text{N.C.})\rangle = \frac{\pi}{k^2}\cdot\sum^{l}(2l+1)\cdot[\langle|S_l|^2\rangle - |\langle S_l\rangle|^2] \quad \text{(XXI, 2—37)}$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

se obține pentru secțiunea eficace mediată de formare a nucleului compus următoarea relație:

$$\langle \sigma(\text{N.C.}) \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum^{l} (2l+1)\,[1 - |\langle S_l \rangle|^2] \qquad \text{(XXI, 2—38)}$$

Interacția undei incidente cu partea reală a potențialului optic conduce la împrăștierea elastică fără formarea nucleului compus. Sub acțiunea părții imaginare a potențialului optic, o fracțiune din unda nucleonică incidentă este absorbită în nucleu cu formarea nucleului compus. O anumită fracțiune din nucleele compuse se poate descompune cu emisia nucleonului incident prin procesul de împrăștiere elastică. Secțiunea eficace a acestuia, $\langle \sigma_e(\text{N.C.}) \rangle$, nu poate fi determinată în detaliu de modelul optic. Dacă contribuția acestui proces este mică, modelul optic permite tratarea cantitativă a reacțiilor nucleare. După cum rezultă din relațiile (XXI, 2—23), (XXI, 2—24) și (XXI, 2—25), modelul optic prevede secțiunea eficace de împrăștiere elastică fără formarea nucleului compus $\langle \sigma_e(\text{pot.}) \rangle$, în locul secțiunii $\langle \sigma_e \rangle$ (care poate fi determinată experimental) și secțiunea eficace de formare a nucleului compus $\langle \sigma(\text{N.C.}) \rangle$ în locul secțiunii eficace de reacție $\langle \sigma_r \rangle$. La energii ale neutronilor incidenți mai mari de 10 MeV, pentru nuclee medii și grele, $\sigma_e(\text{N.C.}) \ll \sigma_e(\text{pot.})$ și din relația (XXI, 2—33) rezultă $\langle \sigma_{e,l} \rangle \simeq \sigma_e(\text{pot.})$; de asemenea $\sigma_e(\text{N.C.}) \ll \sigma(\text{N.C.})$ și din relația (XXI, 2—34) rezultă $\langle \sigma \cdot (\text{N.C.}) \rangle \simeq \langle \sigma_r \rangle$. Deoarece la energii mari $\Gamma \gg D$ mărimea S_l variază lent cu momentul, se poate considera că $\langle S_l \rangle = S_l$ și ca urmare $\sigma_e(\text{N.C.}) \to 0$. La energii mai mici de 10 MeV, $\sigma_e(\text{N.C.})$ ia valori apreciabile.

Calculul secțiunii eficace totale mediate $\langle \sigma_T \rangle$ este laborios și de aceea nu se va prezenta în întregime. Pentru evaluarea mărimii $\langle S_0 \rangle$ după relația (XXI, 2—24), se consideră două cazuri limită în calculul funcției $\langle f_0 \rangle$: absorbția tare și absorbția slabă a undei neutronice incidente în nucleul țintă. Relația (XXI, 2—25) pentru $\langle f_0 \rangle$ se mai poate scrie:

$$\langle f_0 \rangle = X \operatorname{ctg} \cdot X \qquad \text{(XXI, 2—39)}$$

dacă se ia: $X = k_c R$. Deoarece k_c este un număr complex, mărimea X se scrie:

$$X = (k_{\text{Re}} + \mathrm{i} k_{\text{Im}})\, R = X_{\text{Re}} + \mathrm{i} X_{\text{Im}} \qquad \text{(XXI, 2—40)}$$

Secțiunea eficace la rezonanță (pentru a descrie rezonanța gigantică) se obține punînd condiția: $\langle f_0 \rangle = 0$:

$$\langle f_0 \rangle = (X_{\text{Re}} + \mathrm{i} X_{\text{Im}}) \operatorname{ctg} (X_{\text{Re}} + \mathrm{i} X_{\text{Im}}) = 0 \qquad \text{(XXI, 2—41)}$$

În cazul absorbției tari, unda incidentă este total absorbită în nucleu pe o distanță egală cu $2R$. După (XXI, 2—13), funcția de undă neutronică în interiorul nucleului este de forma:

$$\Psi(R) \simeq \sin k_c R \simeq \exp(-\mathrm{i} k_{\text{Re}} R) \exp(k_{\text{Im}} R) -$$

$$- \exp(\mathrm{i} k_{\text{Re}} R) \exp(-k_{\text{Im}} R) \qquad \text{(XXI, 2—42)}$$

BCU IAȘI - CITIREA

și absorbția tare este exprimată prin condiția $\exp(-k_{\mathrm{Im}}R) \ll 1$, de unde rezultă:

$$\operatorname{ctg} k_{\mathrm{Im}}R = \frac{\exp(k_{\mathrm{Im}}R) + \exp(-k_{\mathrm{Im}}R)}{\exp(k_{\mathrm{Im}}R) - \exp(-k_{\mathrm{Im}}R)} \simeq 1 \qquad \text{(XXI, 2—43)}$$

În final se obține:

$$\langle f_0 \rangle = -ik_c \cdot R \qquad \text{(XXI, 2—44)}$$

care definește teoria continuumului. Secțiunea eficace calculată

$$\langle \sigma_T \rangle = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kR \qquad \text{(XXI, 2—45)}$$

indică o scădere monotonă cu energia neutronilor și nu prevede rezonanța gigantică. Rezultatul este în contradicție cu datele experimentale prezentate în figura XXI—3.

În cazul absorbției slabe, atenuarea parțială a undei incidente în nucleu este exprimată prin condiția $k_{\mathrm{Im}}R \ll 1$, de unde rezultă:

$$\operatorname{ctg} k_{\mathrm{Im}}R \simeq \frac{1}{k_{\mathrm{Im}}R} \cdot \left(1 + \frac{1}{3} k_{\mathrm{Im}}^2 \cdot R^2\right) \qquad \text{(XXI, 2—46)}$$

Evaluarea mărimilor $\langle f_l \rangle$ și $\langle S_l \rangle$ conduce în final la următoarea expresie pentru secțiunea eficace totală mediată $\langle \sigma_T \rangle$:

$$\langle \sigma_T \rangle = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\left[\sin^2 \delta_l + s_l \frac{M_l \cdot \cos 2\delta_l - N_l \sin 2\delta_l}{M_l^2 + N_l^2}\right] \qquad \text{(XXI, 2—47)}$$

în care[1]:

$$\delta_l = \operatorname{arc\,tg}\left(-\frac{j_l(x)}{n_l(x)}\right)$$

$$M_l = s_l - i\,\mathrm{Im}\langle f_l \rangle$$

$$N_l = -\Delta_l + \mathrm{Re}\langle f_l \rangle$$

---

[1] Funcțiile $j_l = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{l+\frac{1}{2}}(x)$ și $n_l = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \mathcal{N}_{l+\frac{1}{2}}(x)$ sînt funcțiile sferice Bessel și Neumann. Mărimile Δ_l și s_l reprezintă partea reală și imaginară a expresiei:

$$\Delta_l + is_l = 1 + x \frac{1}{h_l(x)} \frac{dh_l(x)}{dt}$$

în care

$$h_l(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \cdot \mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}(x)$$

sînt funcțiile sferice Hanckel; $x = k\,R$. Vol. I, 2, p. 581, Apendice VIII.

BCU IAȘI CENTRALA UNIVERSITARĂ LIBRARY

Variația secțiunii eficace totale $\langle \sigma_T \rangle$, calculată după relația (XXI, 2—46), cu energia neutronilor incidenți, pentru un număr mare de nuclee, reprezentată sub forma : $\frac{\langle \sigma_T \rangle}{\pi R^2} = f(x^2)$, unde $x^2 = k^2 R^2$:

$$x^2 = \frac{0{,}101\, A^{5/3} E_n}{A+1}$$

descrie o rezonanță gigantică cu lărgimea de ordinul a cîtorva MeV situată în domeniul $1 \div 10$ MeV, în deplină concordanță cu reprezentările grafice experimentale redate în figura XXI—3. Calculele s-au efectuat cu următoarele valori ale parametrilor R, V_0 și W :

$$R = 1{,}45 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}; \quad V_0 = 42 \text{ MeV}; \quad W/V_0 = 0{,}05$$

Calculul mărimii $\langle S \rangle$ prin metoda Kapur-Peierls [1] conduce la expresii pentru secțiunea eficace de împrăștiere mediată $\langle \sigma_l \rangle$ și secțiunea eficace totală mediată $\langle \sigma_T \rangle$ — la energii mici ($k R \ll 1$) și în vecinătatea energiei de rezonanță — care demonstrează că introducerea părții imaginare W a potențialului conduce la lărgirea apreciabilă a nivelului de rezonanță.

Utilizînd diferite forme de potențial complex, modelul optic [2] s-a aplicat cu succes în interpretarea datelor de împrăștiere nucleară, la apariția rezonanței gigantice, pentru calculul secțiunilor eficace de împrăștiere elastică și de reacție, al secțiunii eficace de polarizare și a distribuției unghiulare a protonilor împrăștiați elastic de diferite nuclee țintă. Formele de potențial optic introduse exprimă influența unor factori, ca de exemplu : deformarea nucleară, cuplarea spin-orbită, domeniul de energie al nucleonului incident în care au loc procesele nucleare.

Ca exemplu de concordanță excelentă între secțiunea eficace de reacție calculată după modelul optic și determinată experimental, se prezintă reacția nucleară de tipul (p, n) studiată cu 18 nuclee medii, la energii ale protonilor în domeniul $4 \div 5{,}5$ MeV [3]. Pentru calculul secțiunii de reacție $\sigma(p, n)$ s-a utilizat un potențial complex care cuprinde un termen pentru cuplarea spin-orbită :

$$V(r) = V_0 f(r) + iW g(r) + \frac{C\hbar^2}{4m_0^2 c^2} V_0 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \sigma \mathbf{l} \quad \text{(XXI, 2—48)}$$

---

[1] P. Kapur, R. Peierls, *Proc. Roy. Soc.*, A **106**, 277 (1938).

[2] G. Brown, *Rev. Mod. Phys.*, **31**, 893 (1959).
A. Lane, R. Thomas, E. Wigner, *Phys. Rev.*, **98**, 693 (1955).
F. Bjorklung, S. Fernbach, *Phys. Rev.*, **109**, 1295 (1958).
A. Glassgold, P. Kellogg, *Phys. Rev.*, **109**, 1291 (1958).
P. Hodgson, în „Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanism", Ed. E. Clementel, C. Willi, New York, 1962, p. 103.
P. Hodgson, „The Optical Model of Elastic Scattering", Oxford Univ. Press (Clarendon) 1963.
P. Jones, „The Optical Model in Nuclear and Particles Physics", John Willey and Sons, New York, 1963.

[3] R. Albert, *Phys. Rev.*, **115**, 925 (1959).

unde $f(r)$ și $g(r)$ sînt factorii de formă exprimați prin ecuațiile (XXI,2—10) și (XXI,2—11), C este o constantă, iar σ și l reprezintă spinul și respectiv momentul unghiular orbital al nucleonului incident; m_0 este masa electronului. Derivata factorului de formă $f(r)$ este analoagă cu potențialul spin-orbită Thomas din interacția electronului cu cîmpul coulombian. Valorile parametrilor utilizați în calcule, pentru care s-a obținut o bună concordanță cu măsurătorile experimentale, sînt indicate în tabloul XXI—1.

TABLOUL XXI—1

Valori ale parametrilor utilizați în calculul potențialului optic (XXI, 2—48)

Energia protonilor (MeV)	V_0(MeV)	W(MeV)
5,5	44	8,7
5,0	45	8,25
4,5	45	7,7
4,0	47	7,0

$R_0 = 1{,}25$ fm; $d = 0{,}65$ fm; $b = 0{,}98$ fm.

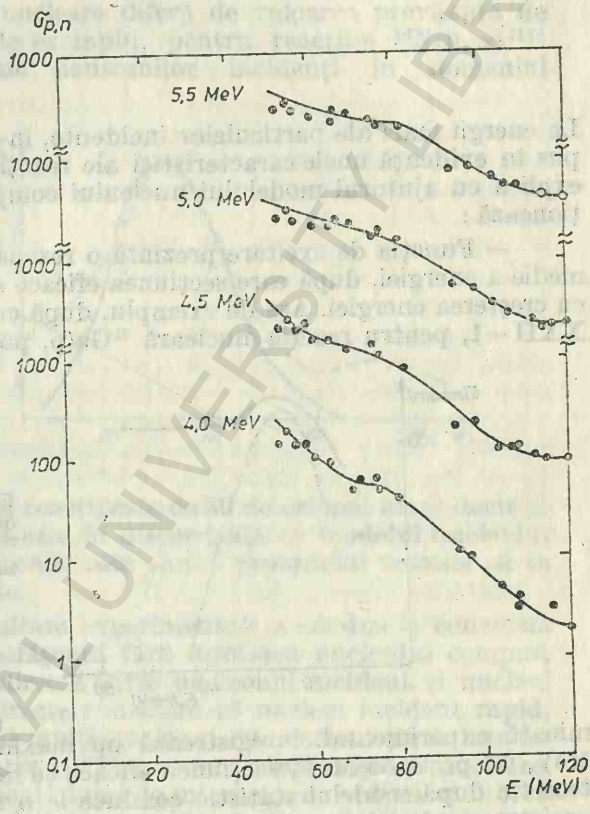


Fig. XXI—6. — Variația secțiunii eficace de reacție $\sigma_{p,n}$ cu masa atomică A, la diferite energii ale protonilor incidenți. ● experimental; —— teoretic.

În figura XXI—6 se prezintă variația secțiunii eficace de reacție $\sigma_{p,n}$ cu masa atomică A, pentru mai multe nuclee, la diferite energii ale protonilor, calculată după modelul optic cu potențialul complex (XXI, 2—48) și determinată experimental. Concordanța foarte bună dintre calculele teoretice și datele experimentale este evidentă.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XXII

REACȚII NUCLEARE CU INTERACȚIE DIRECTĂ

La energii mari ale particulelor incidente, în domeniul 10 ÷ 50 MeV, s-au pus în evidență unele caracteristici ale reacțiilor nucleare care nu se pot explica cu ajutorul modelului nucleului compus. Dintre acestea, se menționează:

— Funcția de excitare prezintă o rezonanță foarte largă în regiunea medie a energiei, după care secțiunea eficace se menține practic constantă cu creșterea energiei. Așa de exemplu, după cum se poate vedea din figura XXII—1, pentru reacția nucleară ^{71}Ga(p, pn), funcția de excitare determinată experimental, înregistrează un maxim larg în domeniul 20 ÷ 30 MeV, iar peste 35 MeV, secțiunea eficace se menține constantă [1]. Calculul teoretic după modelul statistic conduce la o formă diferită a funcției de excitare, pentru ca la energii mai mari de 40 MeV discrepanța să fie foarte mare, ceea ce demonstrează că nu se formează nucleul compus.

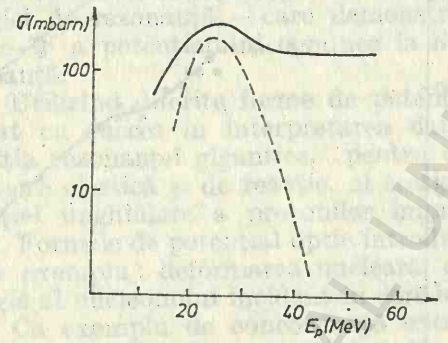


Fig. XXII—1. — Funcția de excitare pentru reacția ^{71}Ga(p,pn). —— experimentală; — — — calculată după teoria statistică.

— Distribuția unghiulară a nucleonilor emiși prezintă asimetrie spre înainte, în sistemul centrului de masă. Este știut că simetria distribuției unghiulare față de 90° este o dovadă experimentală a existenței nucleului compus.

Un exemplu de distribuție unghiulară anizotropă este prezentat în figura XXII—2, pentru protonii emiși din reacția ^{16}O(d, p)^{17}O, la energia deuteronilor incidenți de 8 MeV. De asemenea, în procesele de împrăștiere neelastică s-au observat oscilații puternice ale secțiunii eficace diferențiale la unele unghiuri având maxime pronunțate urmate de minime. O astfel de distribuție unghiulară s-a pus în evidență la împrăștierea neelastică ^{58}Ni (α, α')^{58}Ni*, cu energia particulelor alfa incidente de 43 MeV.

— Forma spectrului de energie a nucleonilor emiși este diferită de cea care este dată de teoria statistică a evaporării. Trăsătura caracteristică o constituie emisia de nucleoni cu energie mare, apropiată de energia par-

[1] N. Porile și colab., *Nucl. Phys.*, *43*, 500 (1963).

ticulei incidente. Forma unui astfel de spectru pentru reacția de tipul (n, pn) cu nucleul țintă ^{58}Ni, la o energie a neutronilor incidenți de 14 MeV, este prezentată în figura XIX—5, în care este redată distribuția energiei protonilor emiși.

— Randamentul reacției nucleare diferă de valoarea prevăzută de teoria nucleului compus. Așa de exemplu, pentru reacțiile $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$ și $^{14}N(n, p)^{14}C$ — la energii ale neutronilor incidenți în domeniul

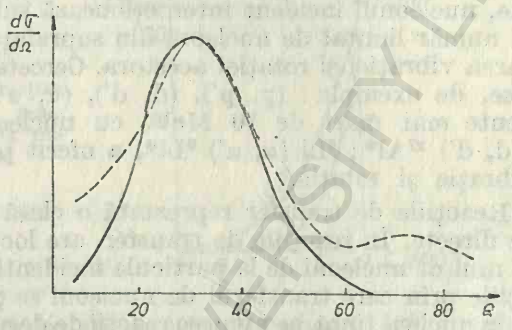


Fig. XXII—2. — Distribuția unghiulară a protonilor emiși din reacția ^{16}O (d, p)^{17}O. — — — experimental; —— teoretic. (Sistemul centrului de masă).

2 ÷ 4MeV — randamentul primei reacții este de 30 de ori mai mare decît al celei de-a doua reacții, ceea ce este în discordanță cu modelul nucleului compus, după care emisia particulei alfa sau a protonului trebuie să se producă cu aceeași probabilitate.

Interpretarea acestor rezultate experimentale a condus la concluzia că unele reacții nucleare se desfășoară fără formarea nucleului compus, printr-un proces de interacție directă între nucleonul incident și nucleul țintă. Mecanismul interacției directe consideră că nucleul incident rapid, interacționează cu unul sau mai mulți nucleoni din nucleul țintă într-un timp foarte scurt, de aproximativ 10^{-22} s, caracteristic mișcării nucleare, dacă se admite o adîncime a potențialului de interacție de ordinul a cîtorva MeV. Din această cauză, nucleul țintă, considerat starea inițială, trece în nucleul rezidual, considerat starea finală, fără a se mai forma starea intermediară de nucleu compus, care are o durată de aproximativ 10^{-14} s. Datorită diferenței mari de timp în care se desfășoară aceste două procese, reacțiile nucleare cu interacție directă — reacțiile directe — au caracteristici deosebite față de reacțiile nucleare care se produc cu formarea nucleului compus. În realitate, la desfășurarea unei anumite reacții nucleare contribuie ambele mecanisme, cu participare diferită. Deși nu se poate stabili cu precizie contribuția fiecărui mecanism, la o energie dată a nucleonului incident, este bine stabilit calitativ că pe măsură ce crește energia particulei incidente, predomină mecanismul interacției directe[1].

Cercetarea reacțiilor nucleare cu interacție directă aduce o contribuție importantă la cunoașterea structurii nucleare, deoarece tranziția directă din starea inițială în starea finală, fără a trece prin stadiul inter-

[1] H. Feshbach, Proc. Conf. Direct Interactions Nucl. Reaction Mech., 1962, Gordon and Breach, Sci. Publ. Inc., New York, 1963, p. 215.

mediar de nucleu compus, simplifică determinarea parametrilor unei stări după caracteristica cunoscută a celeilalte. Așa de exemplu, din analiza dependenței distribuției unghiulare de momentul orbital transferat în procesul de ciocnire, se pot obține informații asupra spinului și parității stărilor excitate în nucleul rezidual.

Interacția directă are loc în procesele de împrăștiere neelastică și în reacțiile nucleare, numite reacții de transfer.

În procesul de împrăștiere neelastică prin mecanismul interacției directe, nucleonul incident interacționează sub acțiunea forțelor nucleare, cu un număr limitat de nucleoni din suprafața nucleului țintă, producînd excitarea vibrației și rotației acestora. Cercetarea experimentală a acestor procese, de exemplu: (p, p'), (d, d'), (α, α') la energii ale particulelor incidente mai mari de 10 MeV, cu nuclee ușoare: ^{24}Mg(p, p')$^{24}Mg^*$; ^{27}Al (d, d') $^{27}Al^*$; ^{6}Li (α, α') $^{6}Li^*$, a oferit posibilitatea studierii stărilor de vibrație și rotație.

Reacțiile de transfer reprezintă o clasă importantă a reacțiilor nucleare directe. În reacțiile de transfer, are loc transferul unui nucleon sau a mai multor nucleoni de la particula incidentă, la nucleul țintă sau invers. Reacțiile prin care transferul de nucleoni se produce de la particula incidentă la nucleul țintă, se numesc reacții de desprindere sau reacții de „stripping", iar reacțiile prin care transferul de nucleoni are loc de la nucleul țintă la particula incidentă, se numesc reacții de prindere (apucare) sau reacții de „pickup". După numărul de nucleoni transferați, se disting reacții de transfer mononucleonic, binucleonic și multinucleonic. Pentru exemplificare, se citează cîteva reacții:

Reacții de transfer mononucleonic. Cele mai importante reacții nucleare de acest tip sînt reacțiile de stripping al deuteronului: (d, p) și (d, n), prin care deuteronul incident este desprins prin interacție cu nucleul țintă, transferîndu-i un nucleon (neutron sau proton): ^{14}N(d, p) ^{15}N; ^{16}O (d, p)^{17}O; ^{40}Ca (d, p) ^{41}Ca; ^{208}Pb (d, p) ^{209}Pb; ^{11}B (d, n) ^{12}C. Reacțiile de pickup (p, d) și (n, d)sînt inverse reacțiilor de stripping al deuteronului: un nucleon incident (neutron sau proton) „prinde" un nucleon din nucleul țintă și este emis ca deuteron: ^{7}Li (p, d) ^{6}Li; ^{16}O (p, d) ^{15}O; ^{208}Pb (p, d) ^{207}Pb. Alte exemple de reacții de transfer mononucleonic se indică: reacții de stripping de tipul (t, d); (^{3}He, d); (α, ^{3}He); (α, t); (^{13}C, ^{12}C), de exemplu: ^{48}Ca (^{3}He, d) ^{49}Sc; ^{205}Tl (α, t) ^{206}Pb și reacții de pickup de tipul (d, t); (d, ^{3}He); (^{3}He, α), de exemplu: ^{13}C (^{3}He, α) ^{12}C.

Reacții de tranfer binucleonic. Reacții de dublu stripping de tipul (t, p); (t, n); (^{3}He, n); (^{3}He, p); (α, d); (^{6}Li, α); (^{16}O, ^{14}N), de exemplu: ^{10}B (t, p) ^{12}B; ^{54}Fe (t, p) ^{56}Fe; ^{9}Be (^{3}He, n) ^{11}C; ^{9}Be (^{3}He, p) ^{11}B; ^{12}C (α, d) ^{14}N. Reacții de dublu pickup de tipul (p, t); (n, t); (d, α), de exemplu: ^{28}Si (p, t) ^{26}Si; ^{42}Ca (p, t) ^{40}Ca; ^{208}Pb (p, t) ^{206}Pb; ^{40}Ca (d, α)^{38}K.

Reacții de transfer trinucleonic, de tipul (α, p); (p, α) ca de exemplu: ^{32}S (α, p) ^{35}Cl; ^{58}Ni (α, p) ^{61}Cu; ^{116}Sn (α, p) ^{119}Sb; ^{12}C (p, α) ^{9}B; ^{27}Al (p, α) ^{24}Mg; ^{66}Zn (p, α) ^{63}Cu; ^{92}Zr (p, α) ^{89}Y.

Reacții de transfer tetranucleonic, de tipul (^{6}Li, d); (^{7}Li, t); (d, ^{6}Li); (α, ^{8}B); (^{3}He, ^{7}B), ca de exemplu: ^{12}C (d, ^{6}Li) ^{8}B; ^{16}O (d, ^{6}Li)^{12}C; ^{19}F (d, ^{6}Li)^{15}N.

1. PROCESUL OPPENHEIMER — PHILLIPS

În studiul reacțiilor nuclare cu deuteroni la energii mici, Oppenheimer și Phillips[1] au observat două fenomene care sînt incompatibile cu mecanismul nucleului compus: a) energia de prag este mult mai mică decît mărimea indicată de bariera coulombiană, b) reacția (d, p) se produce cu probabilitate mai mare decît reacția (d, n). Pentru exemplificare, în

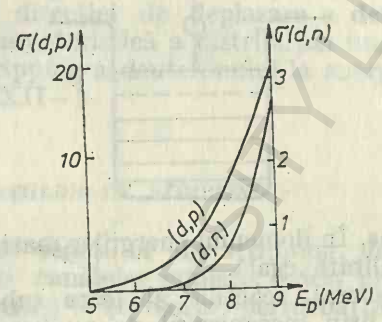


Fig. XXII—3 — Funcțiile de excitare pentru reacțiile (d, p) și (d, n) la nucleul țintă ^{197}Au.

figura XXII—3 se prezintă variația secțiunilor eficace σ(d, p) și σ(d, n) cu energia deuteronilor E_D, pentru un nucleu țintă greu, ^{197}Au. Această constatare este în contradicție cu prevederea teoriei nucleului compus, după care ar trebui ca reacția (d, n) să se producă cu frecvență mai mare decît reacția (d, p).

Pentru explicarea acestor trăsături, Oppenheimer — Phillips au propus un mecanism de interacție directă, într-o singură etapă pentru reacțiile nucleare induse de deuteroni. În acest proces, deuteronul — care este un sistem nuclear slab legat, cu o energie de legătură mică — apropiindu-se de suprafața nucleului țintă este polarizat[2] sub acțiunea cîmpului coulombian al acestuia. Dacă înălțimea barierei coulombiene depășește energia de legătură a deuteronului, polarizarea este puternică și produce desfacerea în neutron și proton (în analogie cu ionizarea atomilor în cîmp electric intens). Unul din cei doi nucleoni (de regulă, neutronul), este captat de nucleul țintă sub acțiunea cîmpului nuclear, iar celălalt (de regulă protonul), trece mai departe, în direcția deuteronului incident, fără a pătrunde în nucleu. Pentru a pătrunde în nucleul țintă, neutronul trebuie să străbată o barieră de potențial mică, egală în mărime cu energia de legătură a deuteronului, iar la energii mici, el pătrunde în nucleul

---

[1] J. Oppenheimer, M. Phillips, *Phys. Rev.*, *48*, 500 (1935).

[2] Dacă pentru ruperea legăturii nucleonice în deuteron, sub acțiunea cîmpului electric $\mathscr{E}$, este necesară energia $\frac{1}{2} e \mathscr{E} \tilde{r} \simeq B(^2_1\mathrm{H})$, unde $\tilde{r} = 4{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm, este distanța medie neutron—proton, și $B(^2_1\mathrm{H}) = 2{,}2$ MeV este energia de legătură a deuteronului, din egalitatea : $\frac{1}{2} e . \mathscr{E} . 4{,}3 \cdot 10^{-13} \simeq 2{,}2 \cdot 10^6$, rezultă o valoare a cîmpului electric, $\mathscr{E} = 10^{19}$volt/cm. Din relația : $\mathscr{E} \simeq 7 \cdot 10^{18} \frac{Z}{A^{2/3}}$ (volt/cm) rezultă pentru ^{197}Au, mărimea : $\mathscr{E} \simeq 1{,}6 \cdot 10^{19}$ (volt/cm).

țintă prin efectul de tunel. O schemă simplificată a procesului de stripping (d,p) este redată în figura XXII—4. La energii mici ale deuteronului incident, procesul de stripping (d,p) este cunoscut ca procesul Oppenhei-

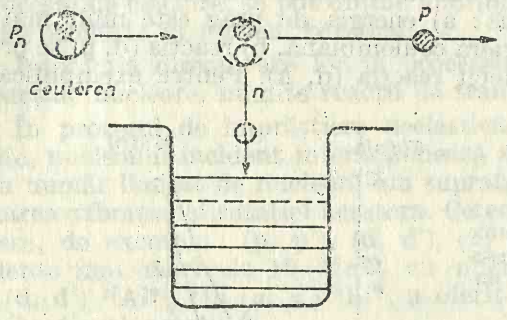


Fig XXII — 4. — Procesul de stripping (d, p).

mer-Phillips. În domeniul energiilor mari, reacțiile (d, p) și (d,n) se produc cu probabilitate egală.

În general, reacțiile nucleare sub acțiunea deuteronilor se desfășoară atît prin mecanismul de nucleu compus, cît și prin mecanismul interacției directe. La nucleele țintă grele, pentru care înălțimea barierei coulombiene este mare, predomină mecanismul interacției directe. În cazul reacțiilor (d,p) și (d,n), din analiza variației randamentelor reacțiilor R(d,p) și R(d,n) cu energia deuteronilor incidenți, se pot obține indicații asupra preponderenței unui anumit mecanism de reacție. Dacă raportul randamentelor R(d,p)/R(d,n), crește cu mărimea energiei, reacția nucleară decurge prin formarea nucleului compus, iar dacă raportul randamentelor R(d,p)/R(d,n), scade cu creșterea energiei, este preponderent mecanismul interacției directe.

Observarea asimetriei puternice în direcția spre înainte în distribuția unghiulară a nucleonilor emiși, în reacțiile nucleare la energii mari, a condus pe Serber[1] să considere că mecanismul propus de Oppen-

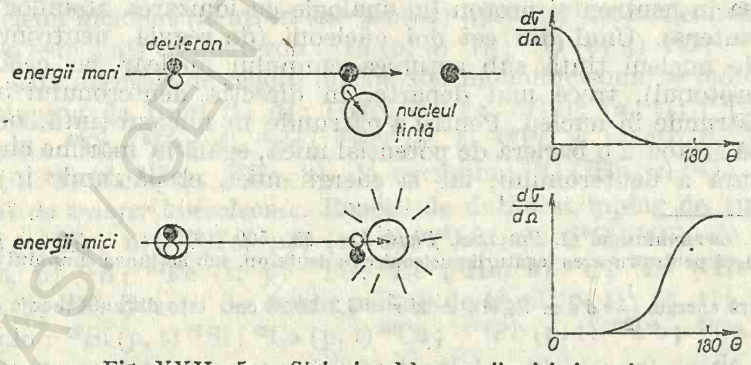


Fig. XXII—5. — Strippingul la energii mici și mari.

heimer-Phillips este valabil și pentru reacțiile nucleare la energii mari ale deuteronilor incidenți. S-a stabilit astfel, că trăsătura importantă a reac-

[1] R. Serber, *Phys. Rev.*, 72, 108 (1947).

țiilor directe o constituie distribuția unghiulară a particulelor emise cu un maxim pronunțat pe direcția înainte și o intensitate foarte slabă pe direcția înapoi. Distribuția unghiulară cu un maxim pe direcția înapoi în reacția de stripping, la energii mici, se poate explica prin faptul că numai deuteronul incident, care ciocnește nucleul țintă cu parametru de ciocnire mic, poate pătrunde bariera coulombiană; în urma interacției cu cîmpul nuclear, neutronul este captat de nucleul țintă, iar protonul este respins în direcția inversă direcției de deplasare a deuteronului incident (fig. XXII—5). Forma caracteristică a distribuției unghiulare a protonilor emiși în reacția de stripping a deuteronului la energii mici și mari, este prezentată în figura XXII—5.

2. TEORIA REACȚIILOR DE STRIPPING

Există mai multe teorii ale reacțiilor de stripping, de exemplu teoria clasică a difracției[1], teoria canalelor cuplate, teoria proiectilului slab legat (*weakly bound projectile*)[2] și teoria perturbațiilor. Toate teoriile consideră reacția nucleară ca un proces direct, în care trecerea de la starea inițială la starea finală are loc fără formarea unei stări intermediare, cu presupunerea că nucleul țintă (miezul nuclear) este inert. Este totuși posibil ca miezul nuclear să fie excitat înainte sau după ce reacția de stripping a avut loc. Primele trei teorii au fost elaborate în ultimul timp și nu a fost suficient explorată justificarea lor. Cu ajutorul metodei perturbațiilor s-a elaborat o teorie a reacțiilor de stripping[3-5] care este în bună concordanță cu datele experimentale. În prima etapă de formulare a teoriei, pentru calculul secțiunii eficace diferențiale de reacție s-a neglijat distorsiunea funcției de undă a deuteronului incident și a protonului emergent sub acțiunea cîmpului coulombian și nuclear; funcțiile de undă sînt reprezentate sub forma undelor plane $\exp(i\, k_d\, r_d)$ și $\exp(-i\, k_p\, r_p)$. Metoda de calcul este cunoscută sub numele de metoda aproximației undei plane, PWBA (*plane wave-Born approximation*). Rezultatele furnizate de această metodă sînt slab verificate de rezultatele experimentale. Metoda de calcul care consideră distorsiunea funcțiilor de undă sub acțiunea cîmpului coulombian și nuclear este cunoscută ca metoda aproximației undei plane distorsionate, DWBA (*distored wave Born approximation*). Această teorie permite descrierea riguroasă a reacțiilor directe (reacțiile de stripping, reacțiile de pickup, procesele de împrăștiere neelastică) iar rezultatele obținute sînt în bună concordanță cu datele experimentale.

Trăsătura importantă a tuturor reacțiilor directe, din care rezultă nucleul rezidual în stări excitate discrete, este corelația dintre momentul unghiular transferat nucleului țintă de către nucleonul captat și distri-

---

[1] W. Frahn, M. Sharaf, *Nucl. Phys.*, A 133, 593 (1969); A. Shebeko, E. Inopin, *Sov.J.Nucl.Phys.*, 8, 664 (1969); T. Rihan, *Nucl. Phys.*, A 147, 54 (1970).

[2] C. Pearson și colab., *Nucl. Phys.*, 82, 533 (1966); *Ann. Phys.*, 39, 199, (1966); *Nucl. Phys.*, 181, 1477 (1969); *Nucl. Phys.*, *A* 148, 273 (1970); *Nucl. Phys.*, A 152, 449 (1970).

[3] S. Butler, „Nuclear Stripping Reactions", J. Wiley, 1957.

[4] W. Tobocman, „Theory of Direct Nuclear Reactions", Oxford Univ. Press., 1961.

[5] N. Austern, „Direct Nuclear Reaction Theories", J. Wiley, 1970.

buția unghiulară a nucleonilor emergenți. În tratarea cantitativă se consideră două premise: a) interacția directă dintre particula incidentă și nucleonul țintă este localizată la suprafața nucleului țintă (interacțiile în interiorul miezului nuclear nu sînt posibile), b) procesul se desfășoară cu respectarea conservării momentului unghiular, cu restricțiile impuse de regulile de selecție. Pentru descrierea procesului de interacție s-au utilizat două moduri de tratare: semiclasică și cuantică.

Tratarea semiclasică a reacțiilor de stripping. Din considerații semiclasice se poate arăta că distribuția unghiulară a protonilor emiși depinde de momentul orbital l al neutronului captat în nucleul țintă[1]. Fie un flux

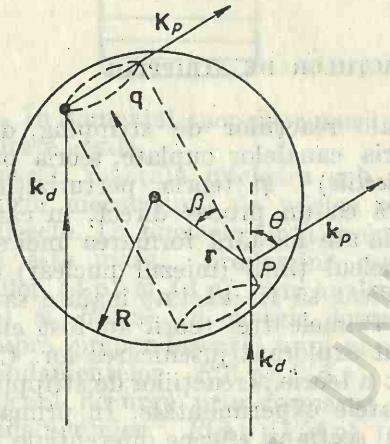


Fig. XXII—6. — Reprezentarea semiclasică a interacției directe.

ncident de deuteroni caracterizat prin vectorul de propagare k_d (numărul de undă) care se deplasează spre nucleul țintă, cu masă mai mare decît masa deuteronului (figura XXII—6). În punctul de interacție P, situat la suprafața nucleului la distanța r de la centrul nucleului, neutronul desprins din deuteriu este captat de nucleul țintă pentru a forma nucleul rezidual într-o stare energetică determinată, iar protonul este emis după o direcție diferită față de direcția inițială de mișcare a deuteronului cu un unghi θ, cu vectorul de propagare k_p. Se presupune că protonul nu pătrunde în raza de acțiune a cîmpului nuclear exercitat de nucleul țintă și nu este deflectat în mod semnificativ de cîmpul coulombian al nucleului. Într-o primă aproximație, se consideră că deuteronul incident și protonul emis nu sînt refractați cînd străbat suprafața nucleară; în tratarea cuantică, această presupunere corespunde aproximației undei plane.

Din legea conservării impulsului se poate evalua momentul linear $q\hbar$ transferat nucleului în procesul de ciocnire (figura XXII—6):

$$q\hbar = (k_d - k_p)\hbar \qquad \text{(XXII, 2—1)}$$

unde:

$$q = k_d - k_p \qquad \text{(XXII, 2—2)}$$

[1] S. Butler, *Phys. Rev.*, **106**, 272 (1957); S. Butler, N. Austern, C. Pearson, *Phys. Rev.*, **112**, 1227 (1958).

Momentul unghiular orbital l transmis nucleului la captarea neutronului, este dat de relația:

$$\mathbf{l} = (\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_p) \times \mathbf{r} \cdot \hbar = \mathbf{q} \times \mathbf{r} \cdot \hbar \qquad \text{(XXII, 2—3)}$$

sau:

$$l = q\, r \sin \beta \qquad \text{(XXII, 2—4)}$$

unde β este unghiul dintre vectorii $\mathbf{r}$ și $\mathbf{q}$. Mărimea r reprezintă parametrul de ciocnire și poate lua valoarea maximă egală cu raza de acțiune a forțelor nucleare $r \leqslant R$:

$$l \simeq q \cdot R \simeq (k_d - k_p) \cdot R \qquad \text{(XXII, 2—5)}$$

Din ecuația (XXII, 2—5) rezultă că pentru $l = 0$ direcția vectorului de propagare $\mathbf{k}_d$ coincide cu direcția vectorului $\mathbf{k}_p$, ceea ce înseamnă că direcția protonilor emiși coincide cu direcția fluxului incident de deuteroni. Ca urmare, distribuția unghiulară a protonilor emergenți prezintă un maxim pronunțat pe direcția înainte. Dacă nucleului i se transferă un moment unghiular orbital, $l > 0$, direcța vectorului $\mathbf{k}_d$ formează cu direcția vectorului $\mathbf{k}_p$ un unghi θ, care este cu atît mai mare, cu cît este mai mare l. Pentru valori $l = 1, 2, \ldots$, maximul se deplasează spre valori crescătoare ale unghiului de împrăștiere θ și intensitatea se micșorează rapid. Pentru o valoare dată a momentului unghiular orbital l și o mărime determinată a unghiului de împrăștiere θ, care determină pe q prin relația (fig. XXII—6):

$$q^2_{\min} = k_d^2 + k_p^2 - 2k_d k_p \cos\theta = (k_d - k_p)^2 + 4k_d k_p \sin^2 \frac{\theta}{2} \qquad \text{(XXII, 2—6)}$$

condiția momentului unghiular (XXII, 2—4) limitează punctele posibile de interacție directă pe o suprafață a unui cilindru de rază l/q, cu axa în direcția vectorului $\mathbf{q}$. Interferența undelor pornind din punctele, în

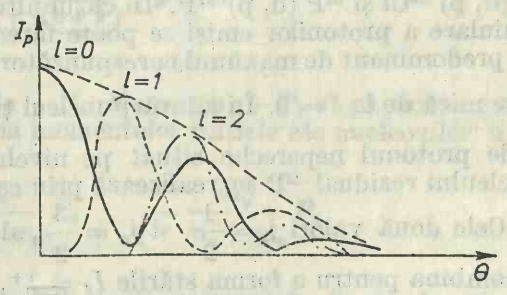


Fig. XXII — 7. — Reprezentarea schematică a distribuției unghiulare în reacția de stripping.

care neutronii sînt captați în nucleu, situate pe cele două baze ale cilindrului desemnat în figura XXII—6, determină apariția maximelor și minimelor în distribuția unghiulară a protonilor. Reprezentarea schematică a distribuției unghiulare a protonilor emiși în reacția de stripping, este redată în figura XXII—7.

Dacă $l/q > R$, reacția de stripping nu se mai produce și relația:

$$\frac{l}{q} = R \cdot \sin\beta \qquad \text{(XXII, 2—7)}$$

nu se verifică.

Din analiza distribuției unghiulare a protonilor emiși se pot trage concluzii asupra momentului unghiular orbital l al neutronului captat de nucleul țintă. Deoarece mărimea lui l este cuantificată, conform modelului straturilor nucleonice nucleul poate capta numai un neutron cu o valoare determinată a momentului l. În acest fel, studiul distribuției unghiulare a protonilor emiși într-o reacție de stripping poate oferi informații asupra valabilității modelului straturilor nucleonice[1]. Pentru a determina schimbul de moment unghiular orbital și de paritate într-o reacție de stripping, se utilizează următoarele reguli de selecție:

$$\left|\left(|I_i - l| - \frac{1}{2}\right)\right| \leqslant I_f \leqslant I_i + l + \frac{1}{2} \qquad \text{(XXII, 2—8)}$$

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^l \qquad \text{(XXII, 2—9)}$$

unde I_i este spinul nucleului țintă și I_f este spinul nucleului rezidual. Dacă momentul orbital al nucleului țintă este 0, nucleul rezidual are $I_f = l \pm \frac{1}{2}$ și paritatea $\pi_f = (-1)^l$. Este posibil ca regulile de selecție să admită apariția mai multor valori ale momentului l. Dacă nu există cauze care să împiedice apariția unei valori a lui l, admise de regulile de selecție, rolul preponderent în distribuția unghiulară îl au protonii, pentru care corespunde valoarea cea mai mică a lui l, deoarece mărimea maximului în distribuția unghiulară scade rapid cu creșterea lui l. Dacă nivelele nucleului cu valoarea minimă a lui l sînt completate în conformitate cu schema straturilor nucleonice, atunci acest maxim nu apare. O astfel de formă a distribuției unghiulare s-a observat la reacțiile de stripping ^{35}Cl (d, p) ^{36}Cl și ^{31}P (d, p) ^{32}P. În cazul ultimei reacții, forma distribuției unghiulare a protonilor emiși se poate interpreta ca fiind determinată în mod predominant de maximul corespunzător pentru $l = 2$, cu o contribuție foarte mică de la $l = 0$. În adevăr, nucleul țintă ^{31}P are $I_i = \frac{1^+}{2}$ (determinat de protonul nepereche situat pe nivelul $2s_{1/2}$); starea fundamentală a nucleului rezidual ^{32}P se realizează prin captarea neutronului pe nivelul $d_{3/2}$. Cele două valori $j_p = \frac{1}{2}$ și $j_n = \frac{3}{2}$, ale protonului și neutronului se pot combina pentru a forma stările $I_f = 1^+, 2^+$, dintre care starea fundamentală este 1^+. Conform regulilor de selecție (XXII, 2—8), (XXII, 2—9), starea 1^+ a neutronului, se poate realiza pentru $l = 0$ și $l = 2$; după modelul straturilor nucleonice, starea $d_{3/2}$ cere $l = 2$, ceea ce este în deplină concordanță cu constatarea experimentală.

[1] H. Bethe, S. Butler, *Phys. Rev.*, **85**, 1045 (1952).

Cinematica reacțiilor de stripping și pickup. Să considerăm următoarea formă generală care reprezintă o reacție de stripping:

$$(a + b) + X \rightarrow a + (b + X) \qquad \text{(XXII, 2—10')}$$

sau o reacție de pickup:

$$a + (b + X) \rightarrow (a + b) + X \qquad \text{(XXII, 2—10'')}$$

în care X constituie miezul nuclear. În prima reacție, (a + b) formează particula compusă incidentă, a este nucleonul emis și (b + X) desemnează nucleul rezidual. Procesul (XXII, 2—10') reprezintă o reacție de stripping al deuteronului:

$$d + X^A \rightarrow p + X^{A+1} \qquad \text{(XXII, 2—11)}$$

dacă $a \equiv p$, $b \equiv n$ și $X \equiv X^A$, $(b + X) \equiv X^{A+1}$; $(p + n) \equiv d$.

În mod similar, reacția de pickup este redată prin ecuația:

$$p + X^A \rightarrow d + X^{A-1} \qquad \text{(XXII, 2—12)}$$

Să analizăm procesul (XXII, 2—10') în sistemul centrului de masă după cum este reprezentat în figura XXII—8. Fie P_i momentul inițial al nucleului țintă X iar $-P_i$ momentul inițial al deuteronului, reprezentat prin (a + b). În starea finală, momentul particulei emergente este P_f

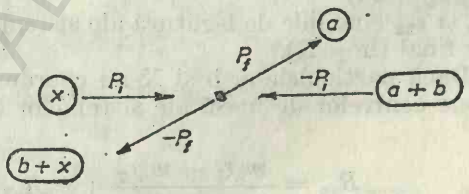


Fig. XXII — 8. — Reprezentarea procesului de stripping în sistemul centrului de masă.

iar al nucleului rezidual este $-P_f$. Momentul $-P_i$ al particulei compuse (a + b) este format din suma momentelor inițiale ale nucleonilor a și b:

$$-\frac{m_a}{m_a + m_b} P_i \qquad -\frac{m_b}{m_a + m_b} P_i$$

și la fel pentru nucleul rezidual (b + X), momentele finale ale componentelor b și X sînt:

$$-\frac{m_b}{m_b + m_x} P_f \qquad -\frac{m_x}{m_b + m_x} P_f$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Diferența dintre momentele inițiale și finale dă transferul de moment q_k, unde $k = a, b, X$:

$$q_a = P_f + \frac{m_a}{m_a + m_b} P_i \qquad \text{(XXII, 2—13)}$$

$$q_b = -\frac{m_b}{m_b + m_X} P_f + \frac{m_b}{m_a + m_b} P_i \qquad \text{(XXII, 2—14)}$$

$$q_X = -\frac{m_X}{m_b + m_X} P_f - P_i \qquad \text{(XXII, 2—15)}$$

Cu ajutorul maselor reduse ale sistemului inițial μ_i și final μ_f:

$$\frac{1}{\mu_i} = \frac{1}{m_a + m_b} + \frac{1}{m_X} \qquad \text{(XXII, 2—16)}$$

$$\frac{1}{\mu_f} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b + m_X} \qquad \text{(XXII, 2—17)}$$

se calculează energia totală E:

$$E = \frac{P_i^2}{2\mu_i} - \varepsilon_{ab} = \frac{P_f^2}{2\mu_f} - \varepsilon_{bX} \qquad \text{(XXII, 2—18)}$$

unde $\frac{P_i^2}{2\mu_i}$ și $\frac{P_f^2}{2\mu_f}$ reprezintă energia cinetică inițială și respectiv finală, iar ε_{ab} și ε_{bX} energiile de legătură ale sistemului legat inițial (a + b) și respectiv final (b + X).

Dacă particulele a, b și X au coordonatele relative r_1, r_2 și r_3, coordonatele centrelor de masă ale sistemelor legate (a + b) și (b + X) sînt:

$$R_{ab} = \frac{m_a r_1 + m_b r_2}{m_a + m_b}; \quad R_{bX} = \frac{m_b r_2 + m_X r_3}{m_a + m_X} \qquad \text{(XXII, 2—19)}$$

Considerînd centrul de masă al întregului sistem în repaus:

$$m_a r_1 + m_a r_2 + m_X r_3 = 0 \qquad \text{(XXII, 2—20)}$$

se determină următorul set de coordonate relative:

$$r_{ab} = r_1 - r_2; \; r_i = r_3 - R_{ab} \qquad \text{(XXII, 2—21')}$$

pentru starea inițială, și:

$$r_{bX} = r_2 - r_3; \; r_f = r_1 - R_{bX} \qquad \text{(XXII, 2—21'')}$$

pentru starea finală.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Se pot determina momentele p_{ab} și p_i sau p_{bx} și p_f care sînt conjugate canonic cu coordonatele relative r_{ab} și r_i sau r_{bx} și r_f în funcție de momentele conjugate canonic cu coordonatele r_1, r_2 și r_3. Din ecuațiile (XXII, 2—21′) și (XXII, 2—21″) coordonatele r_1, r_2 și r_3 se pot exprima în funcție de r_{ab} și r_i sau r_{bx} și r_f, iar r_{ab} și r_i, respectiv r_{bx} și r_f se obțin din relațiile:

$$p_{ab} = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial r_{ab}} = \sum_{k=1,2} p_k \frac{\partial r_k}{\partial r_{ab}} \qquad \text{(XXII, 2—22)}$$

$$p_i = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial r_i} = \sum_{k=1,2,3} p_k \frac{\partial r_k}{\partial r_i} \qquad \text{(XXII, 2—23)}$$

Ecuații similare se utilizează și pentru p_{bx} și p_f. Urmînd acest procedeu, se obține:

$$p_{ab} = \mu_{ab}\left(\frac{p_1}{m_a} - \frac{p_2}{m_b}\right) \qquad \text{(XXII, 2—24)}$$

$$p_i = \mu_i\left(-\frac{p_1 + p_2}{m_a + m_b} + \frac{p_3}{m_X}\right) \qquad \text{(XXII, 2—25)}$$

$$p_{bx} = \mu_{bx}\left(\frac{p_2}{m_b} - \frac{p_3}{m_X}\right) \qquad \text{(XXII, 2—26)}$$

$$p_f = \mu_f\left(\frac{p_1}{m_a} - \frac{p_2 + p_3}{m_b + m_X}\right) \qquad \text{(XXII, 2—27)}$$

unde masele reduse μ_{ab} și μ_{bx} pentru sistemele legate (a + b) și (b + X) sînt date de ecuațiile:

$$\frac{1}{\mu_{ab}} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} \qquad \text{(XXII, 2—28)}$$

$$\frac{1}{\mu_{bx}} = \frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_X} \qquad \text{(XXII, 2—29)}$$

Operatorul energiei cinetice T_c, în sistemul centrului de masă, are următoarea formă:

$$T_c = \frac{p_{ab}^2}{2\mu_{ab}} + \frac{p_i^2}{2\mu_i} = \frac{p_{bx}^2}{2\mu_{bx}} + \frac{p_f^2}{2\mu_f} \qquad \text{(XXII, 2—30)}$$

Tratarea cuantică a reacțiilor de stripping. Să considerăm cea mai simplă reacție de transfer mononucleonic: strippingul deuteronului (d, p),

reprezentat schematic în figura XXII—9. Hamiltonianul nuclear total H_T al sistemului, este de forma :

$$H_T = T_{dX} + T_{pn} + V_{pn} + V_{nX} + V_{pX} \qquad \text{(XXII, 2—31)}$$

sau :

$$H_T = T_{pY} + T_{nX} + T_{pn} + V_{nX} + V_{pX} \qquad \text{(XXII, 2—32)}$$

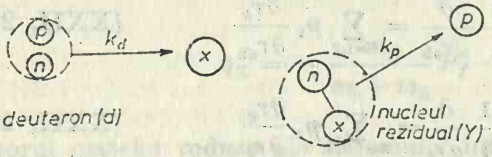


Fig. XXII—9. — Reprezentarea schematică a reacției de stripping al deuteronului.

unde termenii în T reprezintă energia cinetică și termenii în V exprimă energia potențială de interacție. Hamiltonianul stării inițiale H_i este :

$$H_i = T_{dX} + T_{pn} + V_{pn} + \bar{V}_{dX} \qquad \text{(XXII, 2—33)}$$

iar al stării finale, H_f :

$$H_f = T_{pX} + T_{nX} + V_{nX} + \bar{V}_{pY} \qquad \text{(XXII, 2—34)}$$

unde $\bar{V}$ reprezintă potențialele optice.

Dacă energia totală a sistemului de trei particule în sistemul centrului de masă este E și funcția de undă totală este Ψ_T, ecuația lui Schrödinger este :

$$H_T \cdot \Psi_T = E \cdot \Psi_T \qquad \text{(XXII, 2—35)}$$

Funcția de undă totală Ψ_T reprezintă produsul dintre funcția de undă a sistemului legat și a particulei libere :

$$\Psi_T(r_{pn}, r_i) = \Phi_{pn}(r_{pn}) \cdot \varphi_X(r_i) \qquad \text{(XXII, 2—36)}$$

$$\Psi_T(r_{nX}, r_f) = \Phi_{nX}(r_{nX}) \cdot \varphi_p(r_f) \qquad \text{(XXII, 2—37)}$$

unde $\Psi_{pn}(r_{pn})$ este funcția de undă a stării inițiale, legate (p + n), $\Psi_{nX}(r_{nX})$ este funcția de undă a stării finale, legate (n + X), $\varphi_X(r_i)$ este funcția de undă a nucleului țintă X față de centrul de masă al sistemului (p + n) în starea inițială și $\varphi_p(r_f)$ este funcția de undă a protonului emergent față de centrul de masă al sistemului (n + X) în starea finală.

Ecuațiile lui Schrödinger satisfăcute de funcțiile de undă ale sistemelor legate $\Phi_{pn}(r_{pn})$ și $\Phi_{nX}(r_{nX})$ sînt de forma :

$$\left(\frac{p_{pn}^2}{2\mu_{pn}} + V_{pn}\right) \Phi_{pn}(r_{pn}) = -\varepsilon_{pn} \cdot \Phi_{pn}(r_{pn}) \qquad \text{(XXII, 2—38)}$$

$$\left(\frac{p_{nX}^2}{2\mu_{nX}} + V_{nX}\right) \Phi_{nX}(r_{nX}) = -\varepsilon_{nX} \cdot \Phi_{nX}(r_{nX}) \qquad \text{(XXII, 2—39)}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Utilizînd ecuațiile (XXII, 2—18), (XXII, 2—30), (XXII, 2—31) ecuația lui Schrödinger (XXII, 2—35) se scrie :

$$H_T \cdot \Psi(r_{nX} r_f) = \left(\frac{p_{nX}^2}{2\mu_{nX}} + \frac{p_f^2}{2\mu_f} + V_{pn} + V_{pX} + V_{nX}\right) \cdot \Psi(r_{nX}, r_f) =$$

$$= \left(\frac{p_f^2}{2\mu_f} - \varepsilon_{nX}\right) \cdot \Psi(r_{nX}, r_f). \qquad \text{(XXII, 2—40)}$$

Secțiunea eficace diferențială pentru reacția de stripping (d, p) este dată de relația [1] :

$$\frac{d\sigma(d,p)}{d\Omega} = \frac{\mu_i \cdot \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_p}{k_d} |\mathcal{A}_{dp}(k_d, k_p)|^2 \qquad \text{(XXII, 2—41)}$$

unde amplitudinea de reacție $\mathcal{A}_{dp}(k_d, k_p)$ este de forma :

$$\mathcal{A}_{d,p}(k_d, k_p) = \int \Psi_f^* V \Psi_i d\tau \qquad \text{(XXII, 2—42)}$$

Funcțiile de undă ale stării inițiale și finale Ψ_i și Ψ_f sînt date de produsele (XXII, 2—36) și (XXII, 2—37) :

$$\Psi_i = \Phi_d^+(k_d, r_d)\, \Phi_d(r_{pn}) \qquad \text{(XXII, 2—43)}$$

$$\Psi_f^* = \Phi_p^-(k_p, r_p)\, \Phi_{nX}(r_{nX}) \qquad \text{(XXII, 2—44)}$$

în care $\Phi_d^+(k_d, r_d)$ este funcția de undă, în modelul optic, care descrie mișcarea deuteronului în sistemul centrului de masă, $\Phi_d(r_{pn})$ este funcția de undă care descrie mișcarea internă în deuteron, $\Phi_p^-(k_p, r_p)$ este funcția de undă, în modelul optic, care descrie mișcarea protonului emergent în direcția vectorului k_p și funcția de undă $\Phi_{nX}(r_{nX})$ descrie starea neutronului legat în nucleul țintă X. Nu se ia în considerație structura internă a nucleului țintă. O formă rezonabilă pentru potențialul perturbator V este potențialul de interacție neutron-proton, V_{pn} [2], deoarece se consideră că potențialul optic proton-nucleul rezidual, $\bar{V}_{pY}$ este apropiat de potențialul de interacție proton-nucleul țintă, V_{pX}($\bar{V}_{pY} \simeq V_{pX}$).

Aproximația undei plane (*PWBA*). Prima versiune a teoriei cuantice a reacțiilor de stripping la energii mici a fost elaborată de Butler [3], Daitsch [4] și Bhatia [5], care consideră că funcțiile de undă ale deuteronului

[1] H. Enge, op. cit., Apendice 4.

[2] P. Hodgson, op. cit., p. 442.

[3] S. Butler, *Phys. Rev.*, **80**, 1095 (1950) ; *Nature*, **166**, 709 (1950) ; *Proc. Roy. Soc.*, **208** A, 559 (1951). Reformularea și îmbunătățirea teoriei : S. Butler, *Aust. J. Sci.*, **26**, 236 (1964) ; *Nature*, **207**, 1346 (1965) ; S. Butler și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 1033 (1965) ; *Ann. Phys.*, **43**, 282 (1967) ; S. Butler, *Ann. Phys.*, **48**, 258 (1968) ; S. Butler și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1533 (1968) ; *Phys. Lett.*, B **26**, 261 (1968).

[4] P. Daitsch, J. French, *Phys. Rev.*, **87**, 900 (1952).

[5] A. Bhatia, K. Huang, R. Huby, W. Newns, *Phil. Mag.*, **43**, 485 (1952).

incident și protonului emergent nu sînt distorsionate sub acțiunea cîmpului nuclear și coulombian al nucleului și se pot reprezenta prin unde plane $\exp(ik_d \cdot r_d)$ și $\exp(-ik_p \cdot r_p)$, pentru $r \geqslant R$. Potențialul de interacție neutron-proton este un potențial cu „rază de acțiune zero" (*zero-range*), $V_{pn}(r_n, r_p) = V_0 \cdot \delta(r_n - r_p)$, care acționează cînd ambele particule se găsesc în același punct. Pentru simplificare, se presupune că potențialul acționează numai pentru o anumită valoare a razei de acțiune, R'. Se admite că singura interacție care are loc este interacția dintre deuteron și un nucleon situat la suprafața nucleului țintă. Interacția deuteronului cu ceilalți nucleoni, precum și interacția neutronului captat de nucleul țintă cu nucleonii învecinați, se neglijează. Aceste simplificări conduc la aplicarea aproximației impulsului[1] în regiunea de suprafață a nucleului și la tratarea funcțiilor de undă după aproximația lui Born. Trăsătura caracteristică a teoriei o constituie faptul că procesul de stripping are loc în principal la suprafața nucleului, reducînd la minim factorii perturbatori. În efectuarea calculelor, integrarea se face în regiunea $r > R$, ceea ce justifică afirmația că principala contribuție la procesul de stripping provine din suprafața nucleului sau din afara acesteia. Interacțiile care au loc în interiorul nucleului, conduc la desfășurarea reacției nucleare prin mecanismul formării nucleului compus.

Utilizînd formula de dezvoltare în serie a undei plane după armonicele sferice, în urma unor calcule laborioase, se obține următoarea expresie pentru secțiunea eficace diferențială a reacției de stripping $(p + n) + X \rightarrow p + (n + X)$:

$$\frac{d\sigma(d, p)}{d\Omega} = 4\mu_i \cdot \mu_f \frac{P_f}{P_i} \left(\varepsilon_{pn} + \frac{q_p^2}{2\mu_{pn}} \right)^2 (2l_{nX} + 1) \cdot R_p^2(q_p) \cdot R_X^2(q_X) \qquad \text{(XXII, 2—45)}$$

unde :

$$R_p(q_p) = \int_0^\infty r_{pn}^2 \, \Phi_{pn}(r_{pn}) \, j_{l_{pn}}(q_p \cdot r_{pn}) \, dr_{pn} \qquad \text{(XXII, 2—46)}$$

$$R_X(q_X) = \int_0^\infty r_{nX}^2 \Phi_{nX}(r_{nX}) \cdot j_{l_{nX}}(q_X r_{nX}) dr_{nX} \qquad \text{(XXII, 2—47)}$$

cu q_p dat de relația (XXII, 2—13) și q_X dat de relația (XXII, 2—15). Integralele $R_p(q_p)$ și $R_X(q_X)$ sînt transformatele Fourier și se pot calcula dacă se cunosc funcțiile de undă nucleare Φ_{pn} și Φ_{nX}. Mărimea $R_p^2(q_p)$ indică probabilitatea ca protonul să posede momentul intern q_p cînd se află în stare legată cu neutronul. Dependența unghiulară a secțiunii eficace diferențiale redată prin ecuația (XXII, 2—45) se exprimă prin mărimile transferului de moment q_p și q_X, care depind de unghiul θ dintre P_i și P_f, după cum rezultă din relațiile (XXII, 2—13) și (XXII, 2—15). În forma generală, teoria lui Butler demonstrează că distribuția unghiulară a particulelor emergente este dată de pătratul funcțiilor Bessel sferice de ordinul l :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq [j_l(q \cdot R)]^2 \qquad \text{(XXII, 2—48)}$$

[1] G. Chew, *Phys. Rev.*, 80, 196 (1950) ; G. Chew, G. Wich, *Phys. Rev.*, 85, 636 (1952).

unde l este momentul unghiular orbital al stării nucleare în care este captat nucleonul: neutronul în reacția (d, p), sau protonul în reacția (d,n). Calculele sînt suficient de precise pentru a indica primul și al doilea maxim din curba de distribuție unghiulară, dar nu pot reda întreaga formă a curbei. Teoria nu poate calcula secțiunea absolută de reacție. Metoda PWBA dă cele mai bune rezultate în reacțiile (d, p) dacă viteza deuteronului incident este foarte apropiată de viteza protonului emergent, astfel

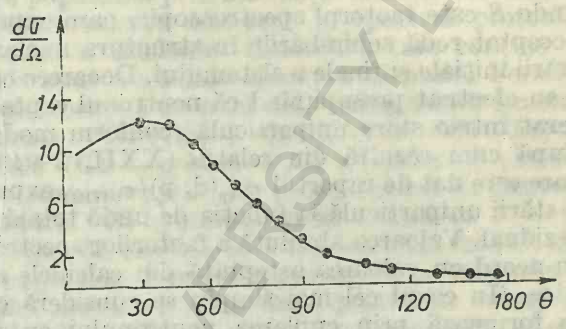


Fig. XXII—10. — Distribuția unghiulară a protonilor emiși în reacția de stripping ^{7}Li(d, p)^{8}Li. — calculat după metoda PWBA; ···· experimental. ($R = 6{,}5$ fm); $l = 1$).

că acesta nu interacționează puternic cu nucleul rezidual. Această condiție este îndeplinită pentru reacțiile cu valoare mică a lui Q, la energii mici ale deuteronilor incidenți. O bună concordanță între distribuția unghiulară calculată după metoda PWBA și determinată experimental, s-a obținut pentru reacția de stripping ^{7}Li (d, p) ^{8}Li, la o energie a deuteronilor de 1,5 MeV [1], după cum se poate observa din figura XXII—10 și pentru reacția ^{14}N (d, p) ^{15}N la o energie a deuteronilor incidenți de 27 MeV. Concordanță bună între teorie și datele experimentale s-a observat la reacțiile de pickup, de tipul (p, d), cu nucleele ușoare ^{11}B, ^{14}C, ^{16}O, la energii ale protonilor incidenți între 17 și 20 MeV, de exemplu: ^{16}O (p, d)^{15}O, sau de tipul (p, t), de exemplu: ^{14}C (p, t) ^{12}C.

Aproximația undei distorsionate (*DWBA*). Considerarea cîmpului coulombian repulsiv cu rază mare de acțiune și a cîmpului nuclear cu rază mică de acțiune, conduce la distorsiunea funcției de undă a deuteronului incident și a protonului emergent, cînd apar și procese de împrăștiere și absorbție a particulei incidente. După aproximația Born a undei distorsionate (DWBA) se tratează mișcarea particulei incidente și emergente în cîmpul potențialului optic. În calculele DWBA, funcțiile de undă reprezentate prin unde plane, se înlocuiesc cu funcțiile de undă ale particulelor ce se găsesc sub acțiunea potențialului optic [2]. Cele mai multe calcule s-au efectuat utilizînd un potențial de interacție cu „rază de acțiune zero", fără a limita interacția la o anumită rază de acțiune, $r = R'$. În unele calcule s-a aplicat un potențial de interacție cu „rază de acțiune finită".

Metoda DWBA redă bine distribuția unghiulară determinată ex-

[1] D. Wilkinson, *Phil.Mag.*, 3, 1185 (1958); J. Shellschop, *Phys. Rev. Let.*, 3, 346 (1959); *Phys. Rev.*, 119, 251 (1960).

[2] R. Drisko, G. Satchler, *Phys. Lett.*, 9, 342 (1964); G. Satchler și colab., *Phys. Rev.* B. 136, 971 (1964); N. Austern, R. Drisko, E. Halbert, G. Satchler, *Phys. Rev.*, B 133, 3 (1964); J. Mines, *Nucl. Phys.*, 86, 89 (1966).

perimental și permite calculul secțiunii eficace absolute de reacție σ_{DWBA}, presupunînd că este accesibil un anumit model pentru aprecierea schimbării structurii nucleare în urma reacției. (De exemplu, în reacția (d, p) modelul consideră că neutronul captat de nucleul țintă este transferat pe un anumit strat nucleonic fără a fi afectată structura nucleului). În general, secțiunea eficace experimentală a reacției $\sigma_{exp}(d, p)$, este de forma :

$$\sigma_{exp}(d, p) = \sigma_{DWBA} \cdot S \qquad \text{(XXII, 2—49)}$$

unde S este factorul spectroscopic, care exprimă măsura în care modelul acceptat redă schimbările în structura nucleară [1] și depinde de structura stării inițiale și finale a sistemului. Deoarece cele mai multe calcule DWBA s-au efectuat presupunînd că neutronul captat în nucleul țintă este transferat într-o stare uniparticulă (conform modelului straturilor nucleonice) după cum rezultă din relația (XXII, 2—49), factorul spectroscopic S, care este dat de raportul $\sigma_{exp}(d, p)/\sigma_{DWBA}$, exprimă contribuția procentuală a stării uniparticulă la funcția de undă totală care descrie starea nucleului rezidual. Valoarea absolută a factorilor spectroscopici este în jurul unității, în acord cu valoarea așteptată din calculele modelului straturilor nucleonice. (În cazul cel mai simplu se consideră că nucleul rezidual sau final se formează prin cuplarea neutronului cu nucleul țintă). Concordanța bună dintre valorile lui S calculate și determinate experimental, pentru mai multe nuclee finale (^{7}Li, ^{8}Li, ^{10}Be, ^{11}B, ^{12}B, ^{13}C, ^{14}C, ^{15}N), cu stratul nucleonic $1p$, demonstrează corectitudinea premiselor de calcul în teoria reacțiilor nucleare de stripping și a structurii nucleare [2].

Concordanța bună dintre distribuția unghiulară calculată teoretic, utilizînd seturi corespunzătoare de parametri pentru potențialul optic, și aceea determinată experimental pentru un număr mare de reacții de stripping și pickup (^{40}Ca (d, p) ^{41}Ca ; ^{45}Sc (d, p) ^{46}Sc ; ^{58}Ni (d, p) ^{59}Ni ; ^{76}Sc (d, p) ^{77}Sc ; ^{89}Y (d, p) ^{90}Y ; ^{90}Zr (d, p) ^{91}Zr ; ^{140}Ce (d, p) ^{141}Ce ;

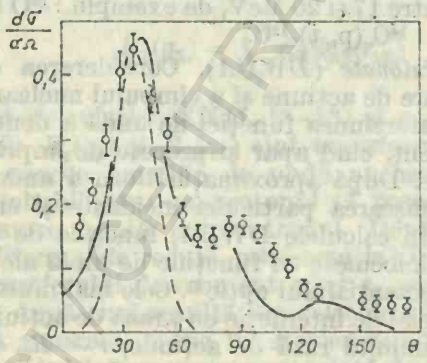


Fig. XXII—11. — Distribuția unghiulară în reacția de stripping ^{45}Sc(d,p) ^{46}Sc. — — — PWBA ; — DWBA ; o experimental.

^{208}Pb(d, p) ^{209}Pb ; ^{57}Fe (p, d) ^{56}Fe ; ^{61}Ni (p, d) ^{60}Ni ; ^{208}Pb (p, d) ^{207}Pb), a confirmat validitatea metodei DWBA și a modelului optic. Pentru exemplificare, în figura XXII—11 se reprezintă distribuția unghiulară a proto-

[1] B. Cohen, op. cit., p. 359.
[2] P. Hodgson, op. cit., p. 451.

nilor emiși din reacția de stripping ^{45}Sc (d, p) ^{46}Sc, la energia deuteronilor de 7 MeV, determinată experimental și calculată prin metoda PWBA și DWBA. Se observă clar că metoda DWBA redă corect forma experimentală a distribuției unghiulare.

Cercetarea reacțiilor de stripping aduce o contribuție importantă la spectroscopia nucleară. Așa de exemplu, analiza maximelor observate în distribuția unghiulară permite precizarea naturii stărilor nucleului final populate în mod selectiv, pentru fiecare reacție nucleară. În cazul reacției ^{58}Ni (d, p)^{59} Ni, care populează prin interacție directă diferite stări ale nucleului final ^{59}Ni, fiecare maxim observat în spectrul protonilor corespunde unei anumite stări a nucleului final ^{59}Ni, care conține un neutron situat pe un anumit strat nucleonic deasupra nivelului Fermi al miezului nuclear ^{58}Ni, complet ocupat cu nucleoni. Configurația generală a nucleului final este de forma: ^{58}Ni (GS) + $n(l, j)$, unde ^{58}Ni (GS) reprezintă starea fundamentală (GS = *ground state*) a nucleului țintă și $n(l, j)$ starea cuantică a neutronului captat. Deoarece nucleul de deuteriu se află în starea S și nucleul țintă ^{58}Ni în starea fundamentală cu $I^{\pi} = 0^{+}$, transferul de moment unghiular Δl, asociat cu formarea unui maxim dat, se identifică cu momentul unghiular al neutronului depus pe stratul neutronic (n, l, j). De exemplu, maximul intensității protonilor emergenți asociat cu formarea nucleului final ^{59}Ni în starea fundamentală, în care neutronul este plasat pe stratul $2\,p_{3/2}$, corespunde unui transfer de moment unghiular orbital $\Delta l = l = 1$. Dacă $l = 1$, $j = \frac{3}{2}$, configurația nucleului final este ^{58}Ni (GS) + $n(p_{3/2})$ cu $I = \frac{3^{-}}{2}$ și distribuția unghiulară a protonilor prezintă un maxim pentru $\theta \simeq 10°$, în bun acord cu relația (XXII, 2—5). Dacă neutronul este transferat în stratul $l = 3$, $j = \frac{5}{2}$, configurația stării excitate a nucleului final ^{58}Ni + $n(f_{5/2})$ este exprimată prin termenul $I^{\pi} = \frac{5^{-}}{2}$ și distribuția unghiulară are un maxim pentru $\theta \simeq 30°$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Secțiunea a III-a

PARTICULE ELEMENTARE

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XXIII

PARTICULE ELEMENTARE

1. DESCOPERIREA PARTICULELOR ELEMENTARE

Unul dintre obiectivele cele mai importante de cercetare ale fizicii şi chimiei a fost totdeauna studiul structurii materiei, a modului în care aceasta se divide în componente din ce în ce mai mici. Existenţa atomilor şi moleculelor a fost stabilită ferm în secolul XIX, iar electronul — clasificat ca prima particulă elementară — a fost descoperit de Thomson în 1897. În cursul cercetărilor experimentale privitoare la structura nucleului atomic, Rutherford pune în evidenţă în 1918, a doua particulă elementară — protonul — obţinută prin reacţia nucleară $^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}H$. Prin analiza fotografică a acestei reacţii produse în camera Wilson, procesul de formare a protonului este lămurit de Blackett în 1925. După 1932, cînd Chadwick a descoperit neutronul, fizica atomică şi nucleară explica structura şi proprietăţile materiei considerînd trei particule elementare : electronul, protonul şi neutronul. La acestea se pot adăuga antiparticulele corespunzătoare : antielectronul (pozitronul), antiprotonul şi antineutronul. Existenţa pozitronului a fost prevăzută de Dirac în 1928, în teoria relativistă a electronului, elaborată cu scopul de a stabili un sens fizic pentru ecuaţia de mişcare a electronilor, în care să fie incluse aspectele cuantice şi relativiste ale problemei. Ipoteza lui Dirac cu privire la existenţa antielectronului, a fost confirmată de Anderson, în 1932, care a pus în evidenţă pozitronul, din analiza plăcilor fotografice expuse acţiunii radiaţiilor cosmice. Dacă se include şi fotonul — particula de cîmp electromagnetic care acţionează între electron şi nucleul atomic — rezultă că într-o primă reprezentare se pot admite 7 particule elementare care formează materia şi antimateria.

Cunoştinţele asupra proprietăţilor particulelor elementare s-au dezvoltat foarte mult în urma extinderii studiului radiaţiei cosmice. Astfel, în 1935, Anderson şi Neddermeyer[1] pun în evidenţă particule cu masa mai mare decît masa electronului şi mai mică decît masa protonului. Numeroase studii efectuate pînă în 1938 confirmă că masa acestor particule este aproximativ 200 m_e (m_e este masa electronului) şi poate purta sarcină pozitivă sau negativă. Pentru aceste particule, Anderson propune numele de mezotroni (particule intermediare) dar, la sugestia fizicianului indian Bhabha, se adoptă, în 1939, denumirea de *mezon*. În 1947, Lattes şi colab.[2] au descoperit mezoni încărcaţi mai grei, cu masa de aproximativ 300 m_e, care au fost denumiţi de Powell, Occhialini şi Lattes, mezoni π

[1] C. Anderson, S. Neddermeyer, *Phys. Rev.*, **50**, 270 (1936).
[2] C. Lattes şi colab., *Nature*, **159**, 694 (1947); **160**, 453, 486 (1947).

(mezoni primari) sau *pioni*. Mezonii uşori, de masă mai mică, au fost numiţi mezoni sau *miuoni*. Încă din 1935 Jukawa elaborează teoria mezonică a forţelor nucleare care consideră că interacţia binucleonică se exercită printr-un schimb de pioni. Rochester şi Butler[1] au pus în evidenţă pentru prima dată o particulă cu masa mai mare decît masa nucleonului, care s-a numit *hiperon* Λ. Mai tîrziu s-au descoperit alţi hiperoni, ca de exemplu, hiperonul Σ[2] şi Ξ[3]. S-a observat apoi mezonul π neutru şi s-a descoperit un nou mezon mai greu, cu masa 500 m_e, numit mezon K, sau *kaon*, care poate exista în stare neutră sau încărcată cu sarcină pozitivă sau negativă. Astfel, numărul particulelor elementare şi al antiparticulelor cunoscute pînă în anul 1960 a crescut la 30.

Interesul pentru studiul proceselor care se produc în radiaţia cosmică a crescut foarte mult, continuînd să ofere un bogat material experimental asupra formării, structurii şi interacţiilor particulelor elementare. Deoarece particulele prezente în radiaţia cosmică primară[4] au energii foarte mari, cuprinse într-un domeniu larg de valori (1 GeV $\div$ 10^{11} GeV) radiaţia cosmică constituie încă o sursă experimentală importantă pentru cercetarea interacţiilor particulelor elementare cu nucleele la energii foarte mari.

După punerea în funcţiune a marilor acceleratori de particule, cu energii pînă la maxim 10^{12} eV, s-au obţinut fluxuri intense, monoenergetice de particule cu energie foarte mare, care au permis producerea artificială a particulelor elementare şi studierea detaliată a lor în condiţii de laborator. Lattes şi Gardner au obţinut mezonii π încărcaţi, pentru prima dată în 1948, prin bombardarea unor nuclee (carbon, beriliu, cupru, uraniu) cu particule alfa de 380 MeV accelerate la sincrociclotronul de la Berkeley. În 1949 s-au obţinut pioni cu ajutorul protonilor de mare energie (345 MeV) sau al deuteronilor. De asemenea, s-au produs pioni prin interacţia fotonilor de mare energie cu nucleele atomice, provenind din radiaţia de frînare obţinută prin frînarea electronior rapizi (335 MeV) în ţinte metalice. Deşi existenţa pionului neutru π^0 a fost prevăzută teoretic încă din 1938 de către Kemmer, în cadrul teoriei mezonice a forţelor nucleare, prima evidenţă experimentală a acestei particule a fost adusă în 1950, prin ciocnirea protonilor cu energia mai mare de 175 MeV cu nuclee de carbon sau beriliu. Primele antiparticule (antinucleoni, antihiperoni) au fost, de asemenea, obţinute cu ajutorul acceleratorilor de particule de mare energie. În sfîrşit, Fermi şi colaboratorii săi de la Universitatea din Chicago pun în evidenţă, în 1951, primele stări de rezonanţă numite *rezonanţe*, care se formează prin procesul de împrăştiere a pionilor încărcaţi π^+ şi π^- de energie mare (20 $\div$ 2000 MeV) de către protoni. Maximul pronunţat pentru valoarea secţiunii eficace de ciocnire, observat la 190 MeV, sugerează că se formează o stare de rezonanţă pion-proton, în mod similar cu nucleul compus din teoria reacţiilor nucleare; prin ciocnire, protonul rezonează sub acţiunea radiaţiei pionice incidente.

---

[1] S. Rochester, C. Butler, *Nature*, 160, 855 (1947).
[2] C. York şi colab., *Phys. Rev.*, 190, 167 (1953).
[3] E. Cowan, *Phys. Rev.*, 94, 161 (1954).
[4] Apendice II.

Datorită dezvoltării acceleratorilor de particule de mare energie, s-au intensificat cercetările experimentale în domeniul producerii şi proprietăţilor particulelor elementare, astfel că spre exemplu, după 1960, numărul particulelor elementare cunoscute (particule, antiparticule şi rezonanţe) era mai mare de 200. S-a conturat astfel, un nou domeniu al fizicii moderne experimentale — *fizica la energii înalte*. Datorită complexităţii şi specificităţii, fizica particulelor elementare s-a separat în ultimul timp de fizica atomică şi nucleară şi constituie în prezent un domeniu de importanţă fundamentală pentru înţelegerea fenomenelor şi legilor care stau la baza unui nou nivel, mai profund, de organizare a materiei — nivelul subnuclear, al particulelor elementare. Legităţile empirice elaborate din interpretarea bogatului material experimental îşi aşteaptă sistematizarea la nivel teoretic. Mecanica cuantică şi teoria cuantică a cîmpului au adus o contribuţie importantă la elaborarea teoriei particulelor elementare[1)], care este în continuă fundamentare, mai ales prin folosirea sistematică a metodelor teoriei grupurilor şi a proprietăţilor analitice ale amplitudinilor de împrăştiere.

În prezent, fizica particulelor elementare este într-o continuă dezvoltare. Uriaşe forţe ştiinţifice din mari laboratoare sînt angajate într-o activitate vastă de cercetare, încît rezultatele teoretice şi experimentale, care se completează, se confirmă sau se infirmă reciproc, apar în literatura de profil în cantitate mare şi într-un ritm rapid, încît studierea şi sistematizarea lor devine o sarcină dificilă. Majoritatea lucrărilor din acest domeniu sînt efectuate de fizicieni, dar asemănarea cu reacţiile chimice — în anumite privinţe, deşi nivelul de organizare este calitativ şi cantitativ diferit — a proceselor de formare, transformare şi descompunere a particulelor elementare, determină participarea chimiştilor, conturîndu-se astfel chimia particulelor elementare[2,3].

2. CONCEPTUL DE PARTICULĂ ELEMENTARĂ

În semnificaţia curentă, particula elementară desemnează ultimii constituenţi din care sînt alcătuite corpurile. Cercetarea proprietăţilor particulelor elementare cunoscute pînă în prezent, a arătat că cele mai multe dintre acestea sînt instabile, avînd o viaţă medie variabilă, cuprinsă între 10^{-23} şi 10^{-6} s şi se descompun în una sau mai multe componente. Această proprietate deosebit de importantă demonstrează caracterul relativ al noţiunilor de „elementar" şi „compus", care este puternic dependent de nivelul de organizare a materiei, de modelul structural acceptat şi de tipul proceselor de interacţie exercitat între componente. Pe măsura pătrunderii în profunzimea structurii materiei, s-au evidenţiat mai multe nivele calitativ diferite, care sînt caracterizate prin legi specifice şi concepţii structurale diferite. Astfel, la nivelele *molecular*, *atomic*, *nuclear* şi de *particulă elementară*, corespund organizării materiei la distanţe de aproximativ

1) V. Novacu, T. Vescan, „Teoria particulelor elementare", Edit. Academiei, Bucureşti, 1970.

2) L. Pauling, „Chimie generală", Edit. ştiinţifică, Bucureşti, 1972, p. 736.

3) V. Goldanski, „Fiziceskaia himia pozitrona i pozitronia", Nauka, Moscova, 1968. „Positronium and Muonium Chemistry", în „Advances in Chemistry", Series Nr. 175, Ed. Hans J. Ache, A.C.S., 1979.

10^{-6}, 10^{-8}, 10^{-12} și 10^{-14} cm. Conform teoriei molecular-cinetice a materiei, moleculele sînt considerate „elementare" și au o stabilitate relativă, putînd fi disociate în atomi, între care energia de legătură este de aproximativ 5 eV. Datorită interacțiilor electromagnetice, stabilitatea atomilor este relativă, deoarece aceștia pot fi ionizați prin pierdere de electroni; energia de legătură a electronilor în atom este de ordinul $10 \div 15$ eV. Deci, la nivel atomic, electronii și nucleele atomice sînt considerate particule elementare. Cercetarea structurii nucleului atomic și a reacțiilor nucleare a demonstrat stabilitatea relativă a nucleului, energia de legătură dintre neutron și proton fiind de ordinul $10 \div 20$ MeV. Deci, la nivel nuclear, protonul și neutronul pot fi considerate ca particule elementare. Proprietatea de radioactivitate a scos în evidență stabilitatea relativă a nucleonilor. Deși electronul și protonul au o viață medie infinită, neutronul are o viață medie de 10^3 s, dezintegrîndu-se în proton, electron și antineutrin. La scara de timp nuclear ($\hbar/m_p c^2 \simeq 10^{-23}$s) viața medie a neutronului este foarte lungă. La nivel nuclear, particulele elementare au o stabilitate relativă, ele putîndu-se transforma unele în altele prin procese de interacție specifice în care energia de interacție este de ordinul 100 MeV $\div$ 1 GeV. Ca produse de dezintegrare se formează particule de stabilitate foarte mare, ca: electroni, pozitroni, miuoni, neutrini, care ar putea fi considerate particule „fundamentale".

Caracterul relativ al elementarității particulelor componente ale materiei, a condus la încercări de fundamentare a unor modele de structură a particulelor compuse și la examinarea critică a concepției după care prin descompunerea unui sistem, considerat inițial elementar, în componentele mai simple se vor putea identifica în final particulele fundamentale ale structurii materiei. Într-adevăr, principiul de nedeterminare din mecanica cuantică indică imposibilitatea de a localiza o particulă în interiorul unei regiuni din spațiu a cărei dimensiune lineară este mai mică decît raportul $\frac{\hbar}{m \cdot c}$. În sistemele macroscopice această limitare nu are nici o consecință practică, dar devine treptat mai importantă în sistemele microscopice. Astfel, raza atomică este de 100 de ori mai mare decît lungimea de undă Compton a electronului: $\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e \cdot c} = 3{,}85 \cdot 10^{-11}$ cm, unde m_e este masa electronului, raza nucleară este de 10 ori mai mare decît lungimea de undă Compton a nucleonului: $\lambda_N = \frac{\hbar}{m_N \cdot c} = 0{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm, unde m_N este masa nucleonului, iar raza particulei elementare ia același ordin de mărime ca și dimensiunea limită de localizare a unei particule $\lambda_M = \frac{\hbar}{M \cdot c} \simeq 10^{-14}$ cm, unde M este masa particulei elementare. Deci, ideea că un nucleon ar putea fi compus din particule mai mici nu are un sens precis, dar acest fapt nu exclude posibilitatea existenței unor stări legate cu defecte de masă foarte mari.

În lumina acestor considerații, nu se poate da o definiție cuprinzătoare pentru particulele elementare. O definiție mai generală se poate formula în modul următor : *o particulă elementară este un corpuscul care se comportă ca un punct de masă și sarcină bine determinate, într-un cîmp electric sau magnetic sau, în general, într-un dispozitiv experimental*[1].

În sfîrșit, pentru a demonstra necesitatea utilizării unor energii foarte mari ale particulelor elementare — deci a unor acceleratori de foarte mari energii — pentru a explora nivelul subnuclear, în tabloul XXIII—1, se indică energia necesară unei particule pentru a pătrunde la dimensiunea dată a unui anumit nivel de organizare a materiei.

TABLOUL XXIII—1

Dimensiunea de explorat	Fenomenul studiat la dimensiunea respectivă	Energia necesară particulei pentru a pătrunde la dimensiunea dată
10^{-8} cm	fenomene atomice	0,002 MeV
10^{-1} cm	fenomene nucleare	20 MeV
10^{-14} cm	fenomene intranucleare	2 000 MeV
10^{-16} cm	structura nucleonilor	200 000 MeV

3. CLASIFICAREA PARTICULELOR ELEMENTARE

Particulele elementare pot fi caracterizate prin numeroase mărimi fizice ca de exemplu : masa de repaus, sarcina electrică, spinul, momentul magnetic, viața medie, prin anumite proprietăți cuantice ca : paritatea, izospinul, numărul leptonic, numărul barionic, straneitatea și modul de dezintegrare. Unele dintre aceste proprietăți stau la baza clasificarii particulelor elementare. Masa de repaus este un criteriu important de clasificare. În funcție de mărimea acesteia, particulele elementare se împart în patru grupe :

a) Fotoni, care sînt particule cu masa de repaus nulă.

b) Leptoni, particule ușoare : electronul, miuonul și neutrinul.

c) Mezoni, particule cu masă intermediară : pionii și kaonii.

d) Barioni[2], particule grele : nucleonii și hiperonii.

Natura interacțiilor între particulele elementare[3]. Interacțiile între particulele elementare se exprimă prin valoarea constantei de cuplare și mărimea razei de acțiune a forțelor de interacție și sînt de trei tipuri : tari, electromagnetice și slabe.

---

1) R. Omnès, „Introduction a l'étude des particules élémentaires, Ediscience, 1970.

2) în l. greacă, barios = greu.

3) A. Zichichi, „Strong, electromagnetic and weak interaction", Benjamin, N. Y., 1965.

Interacțiile tari[1]. Constanta de cuplare g pentru interacția tare are valori supraunitare :

$$\frac{g^2}{\hbar c} \simeq 1 - 15 \qquad \text{(XXIII, 3–1)}$$

mărimea maximă de 14,9 corespunzînd interacției pion-nucleon. Raza de acțiune a forțelor de interacție este de ordinul 10^{-13} cm, pentru care corespunde un timp de interacție de aproximativ 10^{-23} s. Interacțiile tari se manifestă în procesele de împrăștiere nucleon-nucleon, mezon-nucleon (pion-nucleon), barion-barion, generarea multiplă de particule, dezintegrarea unor anumite particule, formarea și dezintegrarea stărilor de rezonanță. Forțele nucleare sînt de asemenea determinate de interacțiile tari dintre particule. Mezonii și barionii care participă la interacții tari, se numesc *hadroni*[2].

Interacțiile electromagnetice[3]. Intensitatea interacției electromagnetice este exprimată prin constanta de interacție electromagnetică :

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137{,}037} = \alpha \qquad \text{(XXIII, 3–2)}$$

în care toate mărimile au semnificația cunoscută. Această formă de interacție acționează între particule încărcate și este transportată de cîmpul electromagnetic. Fiecărui cîmp îi corespunde o particulă care constituie cuanta cîmpului și invers, particulelor elementare li se pot asocia cîmpurile cuantice corespunzătoare. Așa de exemplu, pentru mezoni corespunde cîmpul mezonic, iar electronilor și pozitronilor li se asociază cîmpul electrono-pozitronic. Interacția electrică dintre sarcini este de fapt o interacție între cîmpul electrono-pozitronic și cîmpul electromagnetic. Procesele $\gamma \to e^- + e^+$; $e^- + e^+ \to 2\gamma$, precum și dezintegrarea mezonilor π^0 și hiperonilor Σ^0 au loc prin interacții electromagnetice. În general, timpul de interacție este de aproximativ 10^{-20} s, valorile observate fiind mai mari ; spre pildă, viața medie a pionului neutru este 10^{-16} s.

Interacțiile slabe[4]. Intensitatea interacției slabe este exprimată prin constanta de cuplare :

$$\frac{G^2}{\hbar \cdot c} \simeq 5 \cdot 10^{-14} \qquad \text{(XXIII, 3–3)}$$

---

[1] L. Bertocchi, E. Ferrari, „Strong Interactions of Elementary Particles", în „High Energy Physics", Academic Press., 1967 ; D. Park, „Introduction to Strong Interactions", Benjamin, N. Y., 1966.

[2] în l. greacă, hadros = gros, puternic.

[3] W. Heitler, „The Quantum Theory of Radiation", Clarendon Press, 1954. G. Janeh, F. Rohrlich, „The Theory of Photons and Electrons", Addison Wesley, 1955, G. Källen, „Quantenelektrodynamik", în „Handbuch der Physik", vol. I, Berlin, 1958.

[4] Ch. Fronsdal, „Weak Interactions", Benjamin Inc., 1963. L. Okun, „Slaboe Vzaimodeistvie Elementarnih Ciastiț", Moscova, 1963.

raza de acțiune fiind de ordinul 10^{-17} cm. Timpul de interacție este de aproximativ 10^{-9} s. Interacțiile slabe acționează în procesul de dezintegrare nucleară beta și de dezintegrare a particulelor elementare nestabile. Ca urmare, viața medie a acestora este relativ lungă, $10^{-10} \div 10^{-8}$ s.

Procesele la care participă hadronii au loc prin intermediul celor trei tipuri de interacție : tare, electromagnetică și slabă, iar leptonii reacționează prin interacții electromagnetice și slabe. În tabloul XXIII—2 sînt indicate tipurile de interacție ale particulelor elementare.

TABLOUL XXIII—2

Tipuri de interacție ale particulelor elementare

Particula elementară	Masa (MeV)	Tipul de interacție		
		tare	electro-magnetică	slabă
Hadroni (bosoni)				
Barioni :				
nucleoni	939	+	+	+
hiperoni	1116 ÷ 1674	+	+	+
rezonanțe	>1236	+	+	+
Mezoni :				
mezoni π	137	+	+	+
mezoni K	496	+	+	+
mezoni η	549	+	+	+
rezonanțe	> 770	+	+	+
Leptoni (fermioni)				
electroni	0,511	−	+	+
miuoni	106	−	+	+
neutrini (electronici și miuonici)	0	−	−	+
Fotoni	0	−	+	−

4. PROPRIETĂȚILE PARTICULELOR ELEMENTARE[1)]

Proprietățile cele mai importante ale particulelor elementare sînt masa, viața medie, reacțiile de dezintegrare și numerele cuantice. Pentru majoritatea particulelor elementare, s-au determinat cu precizie foarte bună masa și viața medie. În general, pentru determinarea experimentală a proprietăților se utilizează diferite metode, în funcție de natura particulei.

Pentru detectarea particulelor elementare se folosesc mai multe tehnici experimentale, bazate pe diferite procese fizice de interacție dintre

1) Particle Data Group, Review of particle properties, *Phys. Letters*, 505 nr. 1 (1974); *Rev. Mod. Phys.*, 48, 2 (1976); Part II, 52, 2 (1980).

particulă și substanță, ca de exemplu: camere de ionizare, contori cu scintilație, contori cu cristal, contori Cerenkov, camera cu ceață (Wilson), camera cu bule, camera cu scîntei, plăcile fotografice.

Masa particulelor elementare. De regulă, masa particulelor elementare se exprimă ca un multiplu al masei electronului: $m_e = 9{,}107 \cdot 10^{-28}$ g sau $m_e = 0{,}511$ MeV. Valorile maselor (în MeV) pentru cele trei clase: leptoni, mezoni și barioni sînt indicate în tablourile XXIII—3 — XXIII—5[1]) Miuonii (μ^+, μ^-) au masa 105,655 ± 0,01. Hadronii care se clasifică în mezoni și barioni, au masele cuprinse într-un domeniu larg de valori. Mezonii pseudoscalari cu $I^\pi = 0^-$, au masele cuprinse între 139,579 ± ± 0,014 și 958,3 ± 0,6, iar barionii au masele cuprinse între 938,256 ± ± 0,005 și 1321,3 ± 0,02. Rezonanțele mezonice (mezoni vectoriali cu $I^\pi = 1^-$) ρ^+, ρ^-, ρ^0, ω, φ, au masele cuprinse între 755 și 1019 MeV; iar alte rezonanțe cu valori diferite ale lui I^π au masa pînă la 1418,6 ± 3,2. Barionul Ω^- cu $I^\pi = \frac{3^+}{2}$, are masa 1672 ± 1 MeV, este nestabil și repre-

TABLOUL XXIII—3

Masa leptonilor

Particula	Simbol	Masa (MeV)
Neutrino electronic	ν_e, $\bar{\nu}_e$	0
Neutrino miuonic	ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$	0
Electronul	e^-	0,510976
Pozitronul	e^+	0,510976
Miuonul	μ^-, μ^+	105,655±0,01

TABLOUL XXIII—4

Masa mezonilor pseudoscalari, $I^\pi = 0^-$

Particula	Simbol	Masa (MeV)
Pionii	π^+, π^-	139,579±0,014
	π^0	134,975±0,014
Kaonii	K^+, K^-	493,83±0,11
	K^0, $\bar{K}^0$	497,75±0,18
	η	548,8 ±0,6
	η'	958,3 ±0,6

zintă singura rezonanță care se dezintegrează prin interacție slabă, cu o viață medie de aproximativ 10^{-10} s. Se cunosc numeroase rezonanțe barionice, clasificate pe octetele $\frac{1^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$, $\frac{5^-}{2}$ etc. sau pe decupletele $\frac{3^+}{2}$, $\frac{5^+}{2}$ etc., ca de exemplu: N* [N*(1470), N*(2200), N*(3030)] Δ[Δ(1236), Δ(2420), Δ(3230)] Λ*, Σ*, Ξ*, cu valori mari ale maselor, cuprinse în domeniul 1200 ÷ 3200 MeV.

Sarcina electrică. Luînd ca unitate sarcina electronului, toate particulele elementare au sarcina electrică întreagă: $Q = 0$ sau $Q = 1$. Unele rezonanțe barionice au $Q = +2$. Cea mai remarcabilă manifestare a universalității interacției electromagnetice dintre particulele încărcate

1) A. Rosenfeld și colab., „Data on Particles Resonant States", CERN, 1968.

TABLOUL XXIII–5

Masa barionilor, $I^{\pi} = \frac{1^+}{2}$

Particula	Simbol	Masa (MeV)
Nucleoni		
proton	p, $\bar{p}$	$938{,}256 \pm 0{,}005$
neutron	n, $\bar{n}$	$939{,}550 \pm 0{,}005$
Hiperoni		
lambda	Λ, $\bar{\Lambda}$	$1115{,}50 \pm 0{,}08$
sigma	Σ^+, $\bar{\Sigma}^+$	$1189{,}47 \pm 0{,}08$
	Σ^0, $\bar{\Sigma}^0$	$1192{,}54 \pm 0{,}10$
	Σ^-, $\bar{\Sigma}^-$	$1197{,}41 \pm 0{,}09$
Hiperonul	Ξ^0, $\bar{\Xi}^0$	$1314{,}9 \pm 0{,}8$
de cascadă	Ξ^-, $\bar{\Xi}^-$	$1321{,}3 \pm 0{,}2$

este egalitatea sarcinii electrice a protonului şi electronului care se verifică pînă la un ordin de mărime de 10^{-20}.

Spinul. În unităţi $\hbar$, fotonul are spinul egal cu 1, mezonii au spinul întreg (0, 1, 2 ...) şi sînt deci bosoni. Leptonii au spinul $\frac{1}{2}$, iar barionii au spin semiîntreg $\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots\right)$, deci sînt fermioni.

Viaţa medie. Procesul de dezintegrare a particulelor elementare se caracterizează prin durata medie a vieţii lor în vid (pentru a înlătura posibilitatea de anihilare a particulei). Protonul şi pozitronul au o viaţă medie infinită în vid. Viaţa medie a particulelor elementare este cuprinsă într-un domeniu foarte larg de valori. Fotonii, electronii şi protonii au o viaţă medie infinită şi sînt consideraţi stabili. Particulele care se dezintegrează prin interacţii slabe (leptonii, barionii) au viaţa medie cea mai lungă, cuprinsă între 10^{-6} şi 10^{-10} s, iar particulele care se dezintegrează prin interacţii tari (stările rezonante) au viaţa medie cea mai scurtă, de ordinul $10^{-22} \div 10^{-23}$ s.

Izospinul. Grupurile de particule cu mase foarte apropiate, de sarcini electrice diferite, cu unele proprietăţi asemănătoare, sînt considerate ca reprezentînd aceeaşi particulă care se află în stări diferite de sarcină — *multipleţi de sarcină*. Numărul de stări în care se poate afla particula este determinat de *numărul cuantic de izospin* T, după relaţia de multiplicitate : $2T + 1$. Centrele de sarcină ale multipleţilor, adică sarcinile medii, sînt diferite pentru fiecare multiplet. Pentru dubletul nucleonic sarcina medie (semisuma sarcinii protonului şi a neutronului) este egală cu $+\frac{1}{2}$, pentru dubletul antinucleonic cu $-\frac{1}{2}$, iar pentru tripletul mezonic π este egală cu zero. Componenta T_z a izospinului poate lua valori semiîntregi sau întregi, fiecare dintre acestea caracterizînd o anumită particulă elementară din multipletul de sarcină respectiv. Numărul cuantic de izospin se atribuie hadronilor care participă la procese determinate de interacţii tari. După numărul multipleţilor gruparea poate fi : singlet, dublet, triplet .... În cazul barionilor, se disting :

— singleţi, pentru particulele Λ, Ω^- şi η, care au izospinul zero,

— dubleţi, pentru nucleoni, hiperonul Ξ (Ξ^0 cu $T_z = \frac{1}{2}$; Ξ^- cu $T_z = -\frac{1}{2}$,

— tripleți, pentru hiperonul Σ ($T = 1$; cu Σ^+ ($T_z = 1$); Σ^0 ($T_z = 0$); Σ^- ($T_z = -1$).

La mezoni se cunosc :

— dubleți de sarcină, pentru kaoni, $T = \frac{1}{2}$: (K^0, K^+), ($\bar{K}^0$, K^-),

— tripleți de sarcină, pentru pioni, $T = 1$: (π^+, π^0, π^-). Rezonanța Δ, cu $T = \frac{3}{2}$, formează un cuadruplet.

Numărul barionic. Conform teoriei lui Dirac, fiecărui fermion trebuie să îi corespundă un antifermion de masă egală și sarcină electrică opusă. În particular, protonul posedă o antiparticulă : antiprotonul $\bar{p}$. Interpretarea proceselor de formare a antiprotonului (prin procesul : $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ și nu prin procesul : $n + n \rightarrow p + \bar{p}$) de anihilare a antiprotonului $\bar{p}$ cu protonul p (proces care nu are loc prin transformarea directă a acestora în fotoni, ci în mai multe etape, cu formarea în final de fotoni, neutrini și neutroni) și a stabilității protonului, care are o viață medie infinită (protonul nu se descompune prin procesul : $p \rightarrow e^+ + \pi^0$) a condus pe Wigner, în 1949, să afirme că în desfășurarea unor astfel de procese de interacție tare, în afară de conservarea energiei, impulsului și a sarcinii electrice trebuie să fie conservată „sarcina barionică". Sarcina barionică sau numărul barionic este pentru procesele de interacție tare, echivalentă cu sarcina electrică în procesele de interacție electromagnetică. La fel cum pentru electron s-a acceptat, prin convenție, valoarea -1 pentru sarcina electrică, $q(e) = -1$ și în funcție de aceasta s-a dedus sarcina electrică a altor particule care participă la interacții electromagnetice, după legea conservării sarcinii electrice, în mod similar, în cazul proceselor care se desfășoară prin interacții tari, s-a adoptat, prin convenție, o valoare de $+1$ pentru sarcina barionică $B(p)$ a protonului : $B(p) = +1$ și în funcție de aceasta s-a dedus sarcina barionică a celorlalte particule care participă la interacții tari, după legea conservării sarcinii barionice. Numărul barionic se definește luînd prin convenție $B = +1$ pentru toți barionii și rezonanțele lor și $B = -1$ pentru antibarionii corespunzători. Pentru fotoni, leptoni și mezoni numărul barionic este zero. Așa de exemplu, pentru neutron și proton, rezultă $B(n) = B(p) = +1$ din analiza procesului :

$$p + p \rightarrow n + p + \pi^+ \qquad \text{(XXIII, 4—1)}$$

ca urmare a valabilității independenței de sarcină a interacțiilor tari. Procesul :

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \qquad \text{(XXIII, 4—2)}$$

stabilește de asemenea $B(\pi^0) = 0$ și deci $B(\pi^+) = B(\pi^-) = B(\pi^0) = 0$. Sarcina barionică este nulă pentru nehadroni, particule care nu participă la interacții tari.

Numărul barionic B este un număr cuantic aditiv. În cazul nucleonilor, între sarcina electrică Q, componenta a treia a spinului izotopic T_z și sarcina barionică B, se poate scrie expresia :

$$Q = T_z + \frac{B}{2} \qquad \text{(XXIII, 4—3)}$$

Numărul leptonic. Prin convenție, se definește numărul leptonic L, ca un număr cuantic aditiv :

$L = +1$ pentru e^-, μ^-, ν
$L = -1$ pentru e^+, μ^+, $\bar{\nu}$
$L = 0$ pentru fotoni și hadroni.

Straneitatea. O deosebire semnificativă între interacțiile tari și slabe se manifestă în comportarea kaonilor și hiperonilor. S-a constatat că aceste particule se formează prin interacții tari în urma unor procese de ciocnire la energii mari, care sînt procese rapide de aproximativ 10^{-20} s și se dezintegrează prin interacții slabe, care sînt procese lente, ceea ce determină o viață medie lungă a acestor particule (la scară nucleară) de aproximativ 10^{-11} s. De exemplu, interacția unui pion negativ π^- cu un proton are loc prin procesul de interacție tare :

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \qquad \text{(XXIII, 4—4)}$$

din care rezultă kaonul K^0 și hiperonul Λ^0. Aceștia se dezintegrează prin procese de interacție slabă de forma :

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p \qquad \text{(XXIII, 4—5)}$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad \text{(XXIII, 4—6)}$$

cu o viață medie : $\tau_{\Lambda^0} = (2{,}52 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-10}$ s și $\tau_{K^0} = (0{,}86 \pm 0{,}006) \cdot 10^{-10}$ s. Această comportare stranie a particulelor este exprimată prin noțiunea de *straneitate* sau xenicitate[1] care este determinată de valoarea centrului de multiplet (sarcina medie) a fiecărei particule. Gell-Mann[2] și Nishijima[3] au introdus *numărul cuantic de straneitate, S*, definit prin relația :

$$Q = T_z + \frac{B+S}{2} = T_z + \frac{Y}{2} \qquad \text{(XXIII, 4—7)}$$

în care $Y = B + S$ se numește *hipersarcină*. Se poate observa că relația (XXIII, 4—7) este o generalizare a relației (XXIII, 4—3) valabilă pentru

---

[1] în l. greacă xenos = străin.
[2] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **92**, 833 (1953).
[3] T. Nakano, K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* (*Kyoto*), **10**, 581 (1953).

pioni și nucleoni. Valoarea numărului cuantic S se fixează prin convențiile :

$S = 0$ pentru particulele ordinare (pioni, nucleoni) : $S(n) = S(p) = 0$; $S(\pi^+) = S(\pi^-) = S(\pi^0) = 0$; $S(\Delta) = 0$.

$S = 1$ pentru kaoni : $S(K^+) = S(K^0) = 1$

$S = 2$ pentru hiperonii Σ și Λ : $S(\Xi^-) = S(\Xi^0) = -2$

$S = 3$ pentru Ω^-.

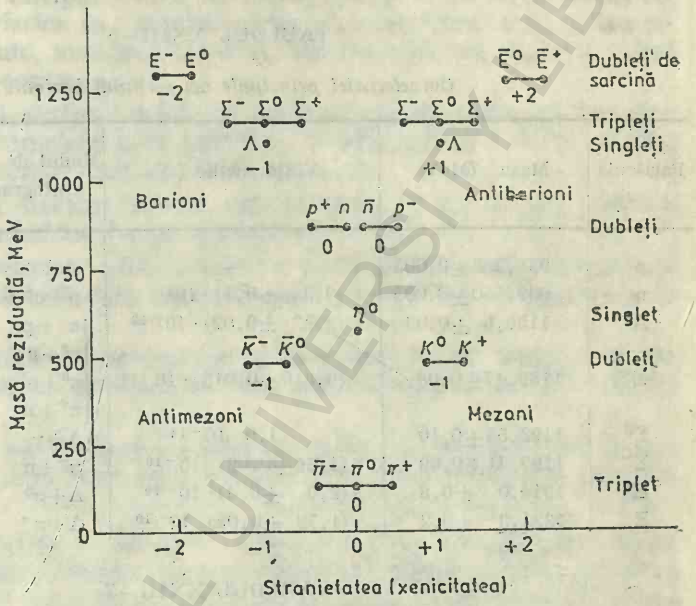


Fig. XXIII — 1. — Masa și straneitatea unor particule elementare.

Antiparticulele au straneitatea S egală și de semn contrar particulelor. Pentru o prezentare de ansamblu, în diagrama din figura XXIII—1 se redau masele și straneitățile unor particule elementare. În ultimul timp este frecvent utilizată noțiunea de hipersarcină, căreia îi corespunde numărul cuantic aditiv Y. Hipersarcina este egală cu dublul sarcinii medii a membrilor unui multiplet. Deci toți cei $(2T + 1)$ membri ai unui multiplet dat au aceeași hipersarcină. Poziția centrului sarcinii multipletului nu este determinată de valoarea sarcinii barionice B, ci poate fi arbitrară. Constanta care determină poziția centrului multipletului este $\frac{B+S}{2}$.

Pentru particulele obșnuite $S = 0$, iar pentru particulele stranii $S \neq 0$. La particulele stranii centrul sarcinii multipleților este deplasat față de centrul sarcinii pentru particulele obișnuite. De exemplu, pentru tripletul π^+, π^0, π^-, sarcina medie este zero și cei trei mezoni au hipersarcina zero, $Y = 0$. La mezonii K, pentru care $T = \frac{1}{2}$, există doi multipleți, unul constînd din perechea de particule K^+ și K^0 pentru care hipersarcina este $+1$, $Y = +1$, iar celălalt conține perechea de antiparticule $\bar{K}^-$ și $\bar{K}^0$ pentru care hipersarcina este -1, $Y = -1$.

Pentru mezonii care au sarcina barionică nulă, rezultă $Y = S$, iar pentru barionii, care au $B = 1$, rezultă $Y = 1 + S$.

Cîteva caracteristici principale ale particulelor stranii sînt indicate în tabloul XXIII—6 pentru octetul barionic cu $I^\pi = \frac{1^+}{2}$, iar în tabloul XXIII—7, pentru octetul mezonic cu $I^\pi = 0^-$.

TABLOUL XXIII—6

Caracteristici principale ale octetului barionic $\frac{1^+}{2}$

Particula	Masa (MeV)	Viața medie (s)	Modul de dezintegrare	Fracțiunea de dezintegrare	S
p	938,256±0,005	—	stabil		0
n	939,550±0,005	$(9{,}3 \pm 0{,}1) \cdot 10^{3}$	$p+e^-+\bar{\nu}$	100%	0
Λ^0	1156,6 ±0,06	$(2{,}52 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-10}$	π^-+p π^0+n	64% 36%	−1
Σ^+	1189,47±0,08	$(0{,}810 \pm 0{,}013) \cdot 10^{-10}$	π^0+p $\pi^+ + n$	53% 47%	−1
Σ^0	1192,54±0,10	$1{,}0 \cdot 10^{-14}$	$\Lambda+\gamma$	100%	−1
Σ^-	1197,41±0,09	$(1{,}66 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-10}$	π^-+n	100%	−1
Ξ^0	1314,0 ±0,8	$(2{,}9 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-10}$	$\Lambda+\pi^0$	100%	−2
Ξ^-	1321,3 ±0,2	$(1{,}73 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-10}$	$\Lambda+\pi^-$	100%	−2

TABLOUL XXIII—7

Caracteristici principale ale octetului mezonic 0^-

Particula	Masa (MeV)	Viața medie (s.)	Modul de dezintegrare	Fracțiunea de dezintegrare	S
π^0	134,975±0,014	$(0{,}84 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-16}$	$\gamma+\gamma$	98%	0
π^+	139,579±0,014	$(2{,}60 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	100%	0
π^-	139,579±0,014	$(2{,}60 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	100%	0
K^+	493,83 ±0,11	$(1{,}237 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + \pi^0$	21%	+1
			$2\pi^+ + \pi^-$		
			$\pi^+ + 2\pi^0$	1,7%	
			$\mu^+ + \nu$	63,4%	
			$\pi^0 + \mu^+ + \nu$	3,4%	
			$\pi^0 + e^+ + \nu$	4,8%	
K^-	493,83±0,11	$(1{,}237 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-8}$			+1
$K^0, \bar{K}^0$	497,75±0,18				±1
η^0	548,8±0,6	$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \simeq 2{,}6$ keV	2γ		−1
			$3\pi^0$		
			$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$		

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. ANTIPARTICULE

Fiecărei particule îi corespunde în natură o antiparticulă, cu excepția fotonului și mezonului π^0. Deși nu există încă o teorie completă a particulelor elementare și a comportării sistemului particulă-antiparticulă, se pot enunța cîteva principii de bază :

— particulele și antiparticulele au masă, spin și viață medie identice, iar mărimile caracteristice ca : sarcină electrică, componenta T_z a izospinului, numărul leptonic, numărul barionic, hipersarcina, au aceleași valori absolute, dar semne contrare ;

— particulele și antiparticulele se produc prin mecanismul formării de perechi în cîmpul nuclear și se anihilează conducînd la alte particule, cu respectarea legii conservării masei de mișcare ;

— reacțiile care decurg într-un sistem de particule se pot produce și la sistemul corespunzător de antiparticule ;

— ecuația de reacție valabilă pentru particule elementare conduce la o nouă ecuație valabilă cînd particula este trecută ca antiparticulă în celălalt membru ;

— suma algebrică a particulelor și antiparticulelor trebuie să fie egală în ambii membri ai ecuației, antiparticula fiind afectată cu semnul negativ la adunare.

Antiparticulele se notează cu același simbol ca al particulelor elementare, barat cu o linie deasupra : antiprotonul $\bar{p}$, antineutronul $\bar{n}$, antineutrinul $\bar{\nu}$ etc.

Simetria particulelor elementare. Pentru sistematizarea particulelor elementare, a prevederii unora noi și a cercetării proprietăților acestora se folosesc în prezent cu mult succes principiile de simetrie cu aplicarea teoriei grupurilor. Rezultate bune în sistematizarea particulelor elementare s-au obținut cu ajutorul simetriei complete[1]. În mod formal, particula se reprezintă ca o excitație descrisă de tensori polari și axiali de ordinul doi (adică scalari, vectori și tensori propriu-ziși) putînd determina care este simetria corespunzătoare cazului sferic. Aceasta este simetria a 11 grupuri limită și aproape limită din cadrul simetriei complete[2] : $\infty/\infty/m\ m\ m$; $\infty/\infty/\underline{m}\ \underline{m}\ \underline{m}$; $\infty/\infty/\underline{m}\ m\ m$; $\infty/\infty/m\ \underline{m}\ \underline{m}$; $\infty/\infty\underline{2}$; $\infty/\infty 2$; $\infty/\infty m$; $\infty/\infty\underline{m}$; $\infty/\infty m\ m$; $\overline{\infty}/\infty\underline{m}\ \underline{m}$; ∞/∞. Toate aceste grupuri se pot reprezenta geometric ca rezultat al compunerii a patru *excitații elementare* : scalară, pseudoscalară, polar-vectorială și axial-vectorială. Zece combinații dintre acestea sînt indicate în figura *b* din Apendice III. Fiecare particulă elementară are o simetrie determinată și este considerată formal ca un corp de dimensiuni finite[3]. O reprezentare formală a excitațiilor elementare sferice este redată în figura XXIII—2. Proprietățile specifice ale tuturor particulelor elementare trebuie deci să se reflecte în simetria lor. Sistematizarea particulelor elementare se reduce la stabilirea corespondenței dintre grupurile de simetrie cunoscute și proprietățile

---

[1] I. S. Jeludev, „Simetria și aplicațiile ei", Edit. tehnică, București, 1979, p. 73.
[2] Apendice III.
[3] I. S. Jeludev, „Aplicarea principiilor de conservare și a principiilor simetriei la sistematizarea particulelor elementare", în *Obzorî po atomnoi energhii*, 15, *3*, 461 (1977).

particulelor elementare, inclusiv proprietățile lor cunoscute de simetrie. Pentru unele particule elementare astfel de corelări s-au putut stabili fără dificultăți.

În cazul fotonilor, caracterul vectorial al cîmpului electromagnetic și funcția de undă vectorială a fotonului, conduc la atribuirea unei simetrii a fotonului descrisă de grupul $\infty/\infty/\underline{m}$ m m. Fotonul este o particulă

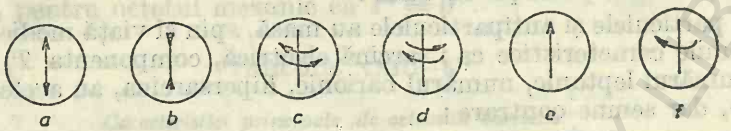


Fig. XXIII—2. — Reprezentarea formală a excitațiilor elementare sferice. *a*, *b* — scalari; *c*, *d* — pseudoscalari; *e*, *f* — excitații polar și axial-vectoriale.

cu spin întreg, $S_\gamma = 1$. Este clar că particula și antiparticula fotonului sînt identice. Deoarece este o particulă care are numai componete vectoriale, fotonul are masă de repaus nulă.

Compunerea unei excitații axial-vectoriale cu un pseudoscalar, corespunde simetriei perechii electron-pozitron. În concordanță cu existența componentei axial-vectoriale, această particulă are spinul $\frac{1}{2}$. Datorită prezenței componentei pseudoscalare particula și antiparticula vor avea semne diferite de enantiomorfism. Deci, electronul și pozitronul aparțin simetriei descrise de grupul ∞/∞ $\underline{mm}$, după cum se poate vedea din figura XXIII—3. Compunerea unui scalar cu o excitație polar-vectorială determină simetria miuonului μ. În acest caz, particula și antiparticula diferă prin semnul scalarului; ambele particule au spinul $\frac{1}{2}$.

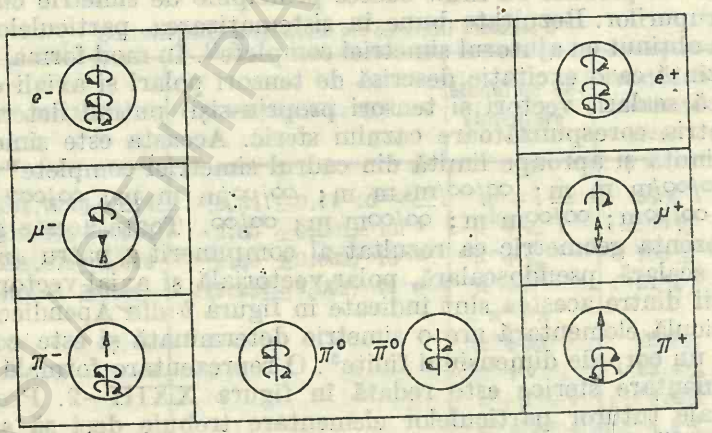


Fig. XXIII—3. — Reprezentarea formală a electronului, pozitronului, miuonilor și pionilor ca o combinație a unor excitații scalare (pseudo-scalare) și vectoriale (pseudovectoriale).

Simetria miuonului este descrisă de grupul $\infty/\infty/m$. O sarcină în mișcare (componenta polar-vectorială) în combinație cu un pseudoscalar, conduce la simetria mezonului π încărcat, aparținînd grupului de simetrie $\infty/\infty/\underline{m}$.

Existența masei de repaus este determinată de prezența componentelor scalare și pseudoscalare ale excitațiilor elementare sferice. Componenta pseudoscalară corespunde mezonului π^0, conceput în două stări (dreaptă și stîngă) reprezentînd particula și antiparticula. Totuși, în fizica particulelor elementare se consideră că pionul neutru π^0 nu are antiparticulă.

Sînt posibile patru combinații ale scalarului cu pseudoscalarul (grupul de simetrie $\infty/\infty 2$). Două dintre acestea se pot reprezenta sub forma de combinații pare de mezoni π^0 și antiparticulele lor, iar celelalte două reprezintă combinații amestecate dintre un scalar care are semnul particulei și un pseudoscalar care are semnul antiparticulei și invers. Aceste combinații descriu simetria mezonilor K^0 și a stărilor lor de tranziție. Kaonii neutri K^0 și pionii neutri π^0 au spinul nul. Pentru fiecare pereche de mezoni K^0 corespund particule încărcate. Dintre cele patru, reprezentate în figura XXIII—4, două formează perechea de kaoni încărcați K^+, K^-, una protonul și cealaltă antiprotonul. Mezonul K încărcat are spinul întreg, iar protonul și antiprotonul au spinul $\frac{1}{2}$. Toate aceste particule aparțin simetriei ∞/∞. Reprezentarea sub forma de excitații elementare sferice a kaonilor, protonului și antiprotonului, drept combinații dintre scalari și pseudoscalari cu excitații vectoriale și pseudovectoriale, este redată în figura XXIII—4.

Sub forma unor alte combinații mai complexe, se pot reprezenta și celelalte particule elementare, Λ, Σ, Ξ, Ω^-. Justețea acestui mod de

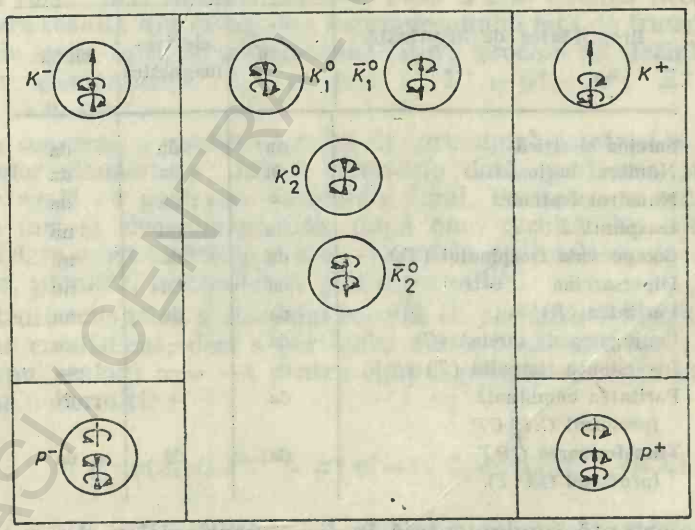


Fig. XXIII—4. — Reprezentarea formală a protonului, antiprotonului și kaonilor ca o combinație de sclari și pseudoscalari cu excitații elementare vectoriale și pseudovecoriale.

sistematizare s-a verificat în studiul proceselor de dezintegrare a particulelor elementare, ca de exemplu K^0, μ^-, unde s-a demonstrat că se verifică conservarea excitațiilor elementare, ca urmare a legii conservării simetriei.

6. LEGI DE CONSERVARE ÎN FIZICA PARTICULELOR ELEMENTARE

Procesele de formare, de interacţie şi de dezintegrare ale particulelor elementare sînt guvernate de mai multe legi de conservare şi reguli de selecţie. În afară de legile de conservare care se aplică în toate domeniile fizicii, ca legea conservării energiei, legea conservării impulsului, legea conservării momentului cinetic, acţionează unele legi de conservare specifice particulelor elementare, deoarece cele trei tipuri de procese de interacţie — tari, electromagnetice şi slabe — la care acestea participă, se deosebesc prin principiile de simetrie pe care le satisfac. Astfel, în procesele determinate de interacţiile tari sînt satisfăcute legile de conservare a sarcinii electrice, a numărului barionic, a straneităţii, a parităţii, a spinului izotopic şi a conjugării de sarcină. În interacţiile electromagnetice sînt aplicate toate aceste legi de conservare, dar nu se conservă spinul izotopic. În interacţiile slabe sînt satisfăcute legile de conservare a sarcinii electrice, a numărului leptonic, a numărului barionic, dar nu se conservă paritatea, spinul izotopic şi straneitatea; interacţiile slabe sînt invariante la conjugarea de sarcină. Pentru a oferi o reprezentare de ansamblu, în tabloul XXIII—8 sînt indicate proprietăţile de invarianţă ale acestor trei tipuri de interacţii.

TABLOUL XXIII—8

Aplicarea proprietăţilor de invarianţă la interacţiile tari, electromagnetice şi slabe

Proprietatea de invarianţă	Interacţia		
	tare	electro-magnetică	slabă
Sarcina electrică	da	da	da
Numărul barionic	da	da	da
Numărul leptonic	—	da	da
Izospinul T	da	nu	nu
Componenta izospinului (T_z)	da	da	nu
Hipersarcina	da	da	nu
Paritatea (P)	da	da	nu
Conjugarea de sarcină (C)	da	—	nu
Inversiunea timpului (T)	da	—	—
Paritatea combinată (produsul $C.P$) CP	da	—	?
Transformarea CPT (produsul $C.P.T$).	da	da	da

O importanţă fundamentală în fizica particulelor elementare o are problema conservării şi distrugerii simetriei, care este determinată de invarianţa în raport cu conjugarea de sarcină, C (schimbarea semnului sarcinilor), invarianţa la reflexia spaţială, P (transformarea spaţiului prin reflectarea în oglindă) şi invarianţa la inversia în timp, T (schimbarea semnului timpului). Cunoscînd comportarea scalarilor şi vectorilor în ra-

port cu operațiile C, P și T, se poate urmări invarianța cu fiecare din aceste transformări și cu combinațiile lor, CP, CT, PT și CPT, la trecerea de la particule la antiparticule. S-a considerat inițial că cele trei invarianțe, C, P și T, sînt satisfăcute independent în toate procesele din natură. Mai tîrziu, după punerea în evidență a neconservării parității (neinvarianța la reflexia spațială) în interacțiile slabe (dezintegrarea beta) și a violării invarianței la conjugarea de sarcină în interacțiile slabe, s-a stabilit că deși în acest tip de interacție sînt violate separat operațiile C și P, are loc invarianța față de produsul PC, care reprezintă o operație de simetrie satisfăcută[1] (această operație, în care se produce o oglindire și particula trece în antiparticulă, este numită de Landau, oglindire combinată sau paritate combinată CP).

După teorema lui Schwinger-Lüders-Pauli, orice teorie a cîmpului care este invariantă față de transformările Lorentz proprii[2] și se bazează pe o funcție Lagrange care conține numai derivate de ordin finit, este invariantă față de fiecare dintre cele șase produse CPT, CTP, TPC ... Se consideră că invarianța la transformarea combinată CPT reprezintă un principiu absolut de simetrie. Din această teoremă rezultă că invarianța față de oglindirea combinată CP, este echivalentă cu invarianța față de operația de inversare a timpului T. Este bine demonstrat că invarianța CPT este satisfăcută în interacțiile tari, electromagnetice și slabe care conservă stranicitatea. Din teorema Schwinger-Lüders-Pauli, rezultă o concluzie importantă: masa, viața medie și momentul electric de dipol pentru o particulă sînt identice cu acelea ale antiparticulei corespunzătoare.

Legea conservării sarcinii electrice. Fără a mai enunța această lege evidentă care rezultă din invarianța lagrangeeanului față de transformarea de etalon de speța întîi, se menționează cîteva procese de dezintegrare a particulelor elementare: $\Lambda \to p^+ + \pi^-$; $\Sigma^+ \to p^+ + \pi^0$; $\Xi^- \to \Lambda + \pi^-$; $\Sigma^- \to n + \pi^-$.

Legea conservării parității rezultă din principiul simetriei la oglindire a particulelor elementare: într-o interacție dată, paritatea sistemului inițial este egală cu paritatea sistemului final. Paritatea se conservă în interacțiile tari și electromagnetice, după cum rezultă din considerații teoretice și date experimentale și este violată în procesele de dezintegrare a miuonilor, pionilor, mezonilor K și a hiperonilor.

Din teoria cuantică a cîmpului rezultă că *paritatea intrinsecă* a cîmpului scalar cuantificat, deci a particulei corespunzătoare este: $\pi = +1$ pentru cîmpul scalar; $\pi = -1$ pentru cîmpul pseudoscalar. În cazul unui cîmp scalar nehermitic:

$$P \cdot \varphi(x, t) P^{-1} = \pi \cdot \varphi(-x, t) = \varphi_p(x) \qquad \text{(XXIII, 6—1)}$$

$$P \cdot \varphi^+(x, t) P^{-1} = \pi \cdot \varphi^+(-x, t) = \varphi^+_p(x) \qquad \text{(XXIII, 6—2)}$$

---

[1] L. LANDAU, *Nucl. Phys.*, 3, 127 (1957).

[2] Transformările Lorentz proprii cuprind grupul de transformări Lorentz al cărui determinant este egal cu + 1 și include în sine șase rotații și un număr par de oglindiri ale axelor spațiale.

Deci, dacă pionii și kaonii încărcați pozitiv, π^+, K^+ au paritate intrinsecă negativă, $\pi(\pi^+) = \pi(K^+) = -1$, atunci și pionii și kaonii încărcați negativ π^-, K^- trebuie să aibă paritate intrinsecă negativă, $\pi(\pi^-) = \pi(K^-) = -1$, deoarece operatorul φ anihilează particula π^+ și creează particula π^-. Determinarea experimentală a parității pionilor s-a făcut din studiul procesului de ciocnire dintre pionii negativi și deuteroni:

$$\pi^- + d \to n + n \qquad \text{(XXIII, 6—3)}$$

care are o secțiune eficace mare de ciocnire. Legea conservării parității aplicată acestui proces ia forma:

$$\pi(\pi^-) \cdot \pi(d) \cdot (-1)^{l_i} = \pi(n) \cdot \pi(n) \cdot (-1)^{l_f} \qquad \text{(XXIII, 6—4)}$$

din care rezultă:

$$\pi(\pi^-) = (-1)^{l_f} \qquad \text{(XXIII, 6—5)}$$

dacă se ia $l_i = 0$. Din conservarea momentului cinetic, cu condiția: $|l_f - S| \leqslant I_f \leqslant l_f + S$, rezultă $l_f = 1$ și deci $\pi(\pi^-) = -1$. Deoarece paritatea nu se conservă întotdeauna, paritatea intrinsecă a unor particule elementare se stabilește în mod convențional. Acceptînd prin convenție paritatea pozitivă pentru nucleoni: $\pi(p) = \pi(n) = +1$, se consideră ca pozitivă paritatea hiperonului. De asemenea, parităţile relative ale barionilor se determină în raport cu paritatea nucleonului. Spre exemplu, determinarea parității kaonilor se poate face din analiza proceselor:

$$\pi^- + p \to \Lambda + K^0 \qquad \text{(XXIII, 6—6)}$$

$$\pi^- + p \to \Sigma + K \qquad \text{(XXIII, 6—7)}$$

care permit determinarea parității relative a kaonilor față de hiperoni. Luînd pentru hiperonul Λ paritatea pozitivă, $\pi(\Lambda) = +1$, se alege paritatea negativă pentru mezonul K^0 și mezonii încărcați: $\pi(K^0) = \pi(K^+) = \pi(K^-) = -1$, care este opusă parității hiperonului Σ, $\pi(\Sigma) = +1$. În mod similar s-a stabilit paritatea stărilor de rezonanță. De exemplu, pentru rezonanța $\Delta(1236)$ observată în procesul de împrăștiere elastică: $\pi^+ + p \to [\Delta(1236)] \to \pi^+ + p$ s-a obținut $\pi(\Delta) = +1$:

$$\pi(\Delta) = \pi(-1)^1 \cdot \pi(\pi^+) \cdot \pi(p) = \pi(-1)^1 \cdot (-1) \cdot (+1) = +1 \qquad \text{(XXIII, 6—8)}$$

Legea conservării izospinului. Dacă în interacțiile nucleare conservarea componentei a treia T_z, a izospinului, este o consecință a conservării sarcinii electrice, ipoteza invarianței forțelor nucleare la rotații în spațiul izotopic, adică a conservării spinului izotopic total, determină noțiunii de izospin o mare importanță în fizica interacțiilor tari. Invarianța față de rotațiile în izospațiu este echivalentă cu independența de sarcină a forțelor nucleare. Simetria legată de conservarea izospinului observată în cazul forțelor internucleonice a fost extinsă în cazul general al inter-

acțiilor tari dintre hadroni și hadroni-nucleoni. Simetria asociată grupului izospin care caracterizează interacțiile dintre particule este o simetrie internă, nelegată de transformări ale coordonatelor spațiale, ci de transformări într-un spațiu abstract, spațiul de izospin. În această simetrie, care corespunde conservării izospinului, membrii unui multiplet de izospin format din $(2T + 1)$ particule hadronice, se transformă unii în alții pe lîngă o transformare SU(2) — echivalentă cu o rotație în izospațiu — corespunzător unei reprezentări ireductibile de $(2T + 1)$ dimensiuni ale grupului SU(2)[1]. Membrii unui multiplet sînt echivalenți față de interacțiile tari, deci trebuie să aibă aceeași masă. Diferența de masă existentă între particulele care fac parte dintr-un multiplet se explică prin efectele electromagnetice care ridică degenerescența. (Pentru izodubletul nucleonic, diferența dintre masa protonului și neutronului este mică, $\frac{\Delta M}{M} \sim$ $\sim 0{,}0014$ și conservarea izospinului este valabilă în limita raportului: $\frac{\text{interacția electromagnetică}}{\text{interacția tare}} = \frac{1}{100}$. Diferența de 1,3 MeV, dintre masa neutronului $M_n = 939{,}5$ MeV și a protonului $M_p = 938{,}2$ MeV, este considerată de origine electromagnetică).

Conservarea izospinului a fost verificată experimental în cîteva procese, ca de exemplu: $p + p \to d + \pi^+$; $p + n \to d + \pi^0$; împrăștierea elastică $\pi^+ + p$, $\pi^- + p$, interdicția reacției $d + d \nrightarrow \alpha + \pi^0$; în cazul ultimului proces, izospinul este conservat dacă se ia: $T(d) = T(\alpha) = 0$

---

[1] Grupul particular de simetrie care este aplicabil la conservarea izospinului este o formă a *simetriei unitare*, cunoscută ca *grupul unitar special SU(2)*. Degenerescența membrilor izomultipleților față de interacția tare se caracterizează prin invarianța funcției de undă față de o transformare unitară, adică o transformare liniară în izospațiu care nu schimbă norma. Funcția de stare $|\Psi\rangle = c_1|p\rangle + c_2|n\rangle$ se poate scrie: $\Psi = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}$. Pentru o transformare unitară avem:

$$\Psi \to \Psi' = U \cdot \Psi; \quad U = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{pmatrix}$$

astfel încît:

$$c_1' = u_{11}c_1 + u_{12}c_2$$

$$c_2' = u_{21}c_1 + u_{22}c_2$$

Definind norma prin relația: $\langle \Psi'|\Psi'\rangle = |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$, unde $\langle \Psi| = c_1^* \langle p| + c_2^* \langle n|$ se obține: $\overline{\Psi} \to \overline{\Psi}' = \overline{\Psi} \cdot U^+$, $U_{ik}^+ = U_{ki}^*$ și rezultă $\langle \Psi'|\Psi'\rangle = 1$, $|c_1'|^2 + |c_2'|^2 = |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$, dacă $U^+ U = 1$. Aceste transformări liniare formează grupul transformărilor unitare U_2. Transformarea unitară U_2 este produsul dintre transformarea de etalon (care exprimă conservarea sarcinii barionice) și transformarea unitară unimodulară, care reprezintă grupul unitar special SU(2). Reprezentarea bidimensională a grupului SU_2, care corespunde valorii $T = \frac{1}{2}\left(T_z = \pm\frac{1}{2}\right)$ a izospinului, se numește reprezentare fundamentală a grupului și se notează simbolic prin □. Spațiul de izospin este invariant și ireductibil. Este invariant deoarece orice transformare unitară SU(2) care operează asupra vectorilor din spațiul considerat are ca rezultat un vector de stare care se află în același spațiu. Este ireductibil deoarece plecînd de la orice vector al spațiului se poate obține orice alt vector al aceluiași spațiu prin transformări SU(2).

şi $T(\pi^0) = 1$ ceea ce conduce la $T(\mathrm{d} + \mathrm{d}) = 0$ şi $T(\alpha + \pi^0) = 1$. Ca exemplu de aplicare a regulilor de selecţie se menţionează dezintegrarea „nelептonică" a barionilor, pentru $|\Delta T| = \frac{1}{2}$. Pentru ilustrare se indică dezintegrarea hiperonului Λ prin procesele: $\Lambda \to p^+ + \pi^-$ (66,3%) şi $\Lambda \to n + \pi^0$ (33,7%). Luînd $T(\Lambda) = 0$, regula de selecţie $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ este în bun acord cu valorile fracţiunilor de dezintegrare ale celor două procese.

Izospinul nu se conservă în interacţiile electromagnetice şi slabe.

Legea conservării conjugării de sarcină. În afară de procesele de dezintegrare care au loc prin interacţii slabe, datele experimentale au demonstrat că legile fizicii particulelor elementare sînt identice pentru un sistem de particule şi sistemul corespunzător de antiparticule. Natura se prezintă deci simetrică faţă de transformarea $e \to -e$, astfel că toate particulele încărcate au o pereche care posedă aceleaşi proprietăţi avînd sarcina de semn contrar. Luînd în consideraţie legea conservării numărului barionic şi a straneităţii (hipersarcinii), *conjugarea de sarcină* se defineşte ca operaţiunea care transformă particulele în antiparticule prin schimbarea semnului numerelor cuantice care caracterizează proprietăţile intrinsece de sarcină, număr barionic, straneitate, lăsînd neschimbate proprietăţile dinamice, ca masă, impuls, spin, coordonate spaţiale, moment cinetic, moment orbital. Astfel, nu toate particulele neutre electric, sînt complet neutre, adică sînt selfconjugate, cum sînt de exemplu pionul neutru π^0 şi fotonul.

Introducînd operatorul unitar C, numit operatorul de conjugare de sarcină, cu valorile proprii, $C = \pm 1$, acesta are proprietatea de a comuta cu lagrangeeanul cîmpului şi cu operatorii care reprezintă coordonata, impulsul, masa, spinul, momentul cinetic. Operatorul C este o constantă a mişcării şi se poate folosi pentru clasificarea stărilor proprii şi la derivarea unor reguli de selecţie.

Legea conjugării de sarcină se defineşte: suma sarcinilor electrice este întotdeauna egală cu zero pentru o pereche particulă-antiparticulă. Invarianţa la conjugarea de sarcină este satisfăcută în interacţiile tari şi este puternic violată în interacţiile slabe. Informaţiile asupra invarianţei C în interacţiile electromagnetice sînt încă neconcludente.

Legea conservării numărului leptonic arată că într-un proces în care au loc interacţii slabe, numărul total de leptoni se conservă. Pentru exemplificare se indică două procese:

— dezintegrarea beta a neutronului:

$$n \to p^+ + e^- + \bar{\nu} \qquad \text{(XXIII, 6—9)}$$

sarcina:	0	+1	−1	0
numărul barionic:	+1	+1	0	0
numărul leptonic:	0	0	+1	−1

— dezintegrarea miuonului negativ :

$$\mu^- \to e^- + \nu + \bar{\nu} \qquad \text{(XXIII,6—10)}$$

numărul leptonic : $+1 \quad +1 \quad +1 \quad -1$

Legea de conservare a numărului leptonic conduce la reguli de selecţie importante. Astfel, în procesele de dezintegrare leptonii apar întotdeauna în perechi, după cum se poate vedea din procesul (XXIII, 6—9) şi procesele :

$$\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu_\mu \qquad \text{(XXIII, 6—11)}$$

$$\pi^0 \to e^- + e^+ + \gamma \qquad \text{(XXIII, 6—12)}$$

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \qquad \text{(XXIII, 6—13)}$$

$$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \qquad \text{(XXIII, 6—14)}$$

unde ν_μ şi $\bar{\nu}_\mu$ reprezintă neutrinul şi antineutrinul miuonic, iar ν_e şi $\bar{\nu}_e$ neutrinul şi antineutrinul electronic. Există dovezi experimentale asupra existenţei acestor două forme de neutrin şi antineutrin. Astfel, în interacţiile slabe, se defineşte o lege de conservare a numărului leptonic total, care este suma *numărului leptonic electronic* L_e, cu următoarele valori :

$$L_e = +1 \text{ pentru } e^- \text{ şi } \nu_e ; \quad L_e = -1 \text{ pentru } e^+ \text{ şi } \bar{\nu}_e$$

şi a *numărului leptonic miuonic* L_μ, cu următoarele valori :

$$L_\mu = +1 \text{ pentru } \mu^- \text{ şi } \nu_\mu ; \quad L_\mu = -1 \text{ pentru } \mu^+ \text{ şi } \bar{\nu}_\mu .$$

Aşa de exemplu, în procesele de dezintegrare (XXIII, 3—23), (XXIII, 3—24) şi în reacţia :

$$\nu_\mu + p^+ \to p^+ + e^- + \mu^+ + \nu_e \qquad \text{(XXIII, 6—15)}$$

este conservată suma $L_e + L_\mu$, nefiind conservate separat numerele L_e şi L_μ.

Procesul de dezintegrare a miuonilor prin interacţiile electromagnetice :

$$\mu^\pm \to e^\pm + \gamma \qquad \text{(XXIII, 6—16)}$$

este interzis, ceea ce explică instabilitatea acestora faţă de interacţiile electromagnetice.

Legea conservării numărului barionic. Dezintegrarea hadronilor şi procesele de interacţie cu hadroni sînt guvernate de legea conservării sarcinii barionice : în toate procesele care au loc prin interacţii tari între

hadroni, numărul barionic se conservă. Din această lege de conservare rezultă cîteva regularităţi importante :

— barionii mai grei şi rezonanţele conduc prin dezintegrare la un proton sau un neutron ($\Lambda \to p^+ + \pi^-$; $\Sigma^- \to n + \pi$) ;

— protonul este stabil, ca urmare a faptului că procesul $p^+ \to e^+ + \pi^0$ nu este posibil. Stabilitatea nucleelor atomice poate fi explicată cu ajutorul regulilor de selecţie datorită conservării numărului barionic, care interzic procesele de forma :

$$e^- + p^+ \to \pi^+ + \pi^- \; ; \; n + n \to e^- + e^+ \; ; \; n + n \to \pi^+ + \pi^- .$$

Formarea antiprotonului $\bar{p}$ este posibilă prin ciocnirea biprotonică :

$$p + p \to p + p + \bar{p} + p \qquad \text{(XXIII, 6—17)}$$

deoarece în această reacţie este conservat numărul barionic. De aici rezultă concluzia că antibarionii nu se produc niciodată singuri.

Legea conservării straneităţii. În toate procesele particulelor stranii determinate de interacţiile tari, numărul cuantic de straneitate, S se conservă. Prin aplicarea regulilor de selecţie la conservarea straneităţii, rezultă două principii importante :

— *Principiul generării asociate a particulelor stranii în interacţiile tari* [1], după care la ciocnirea a două particule elementare obişnuite se formează întotdeauna două particule stranii, pentru care $\Delta S = 0$. Aceste procese sînt rapide şi implică o transformare de mare energie. Pentru exemplificare, se indică următoarele procese de formare a particulelor stranii Λ, K^0, K^+, Ξ :

$$\pi^- + p^+ \to \Lambda + K^0$$

hipersarcina : $\quad 0 \quad +1 \qquad 0+1$ (XXIII, 6—18)

şi :

$$K^- + p^+ \to \Xi^- + K^- \qquad \text{(XXIII, 6—19)}$$

hipersarcina : $\quad -1 \quad +1 \quad -1 \quad +1$

Un exemplu interesant este reacţia de formare a hiperonului omega minus Ω^-, realizată după 1964, prin ciocnirea unui flux de kaoni K^-, cu energia mai mare de 3,5 MeV, cu protoni :

$$K^- + p^+ \to \Omega + K^+ + K^0 \qquad \text{(XXIII, 6—20)}$$

hipersarcina $\quad -1 \quad +1 \qquad -2 + 1 \quad +1$

izospinul $\quad 1/2 \quad 1/2 \qquad 0 \quad 1/2 \quad 1/2$

Proprietăţile acestei particule (masa, sarcina, hipersarcina -2, izospinul) determinate experimental, au confirmat pe deplin prevederile teoriei clasificării particulelor elementare.

[1] A. Pais, *Phys. Rev.*, 86, 663 (1952).

— Particulele stranii se dezintegrează prin procese lente, determinate de interacţiile slabe, numai în particule obişnuite, fără satisfacerea conservării straneităţii. Regula de selecţie $\Delta S = 1$ indică o transformare lentă, de mică energie, cu probabilitate redusă. Procesele cu $\Delta S = 2$ nu sînt posibile. Pentru ilustrare se indică schema de dezintegrare a hiperonului Ω^-, pentru care regula de selecţie este $\Delta S = 1$ (dedusă din măsurarea precisă a impulsului şi a ionizării urmelor, precum şi din studiul cinematicii procesului) :

$$\begin{array}{lll} & \text{schimbul de hipersarcină } Y & \\ \Omega^- \to \Xi^0 + \pi^- & (-2) \to (-1) & \\ \downarrow & & \\ \Lambda^0 + \pi^0 & (-1) \to (0) & \text{(XXIII, 6—21)} \\ \downarrow & & \\ p^+ + \pi^- & (0) \to (+1) & \end{array}$$

Straneitatea se conservă în interacţiile electromagnetice, ceea ce face posibilă desfăşurarea proceselor de forma :

$$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma \qquad \text{(XXIII, 6—22)}$$

Straneitatea nu se conservă în interacţiile slabe.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Capitolul XXIV

DESCRIEREA PARTICULELOR ELEMENTARE

Deşi în prezent se afirmă că sînt cunoscute peste 200 de particule elementare, este totuşi uzual să se considere 33 de particule importante clasificate în : 8 barioni (protonul, neutronul şi 6 particule mai grele), 8 antibarioni, 8 mezoni şi antimezoni, 8 leptoni şi antileptoni, fotonul. Considerarea în numerotare a antiparticulelor şi a numeroaselor stări de rezonanţă (rezonanţe kaonice, pionice, hiperonice, nucleonice) care măreşte mult numărul de particule elementare cunoscute, este numai o chestiune de interpretare : de a considera fiecare antiparticulă ca o nouă particulă şi de a numi fiecare stare de rezonanţă (excitare) o nouă particulă (dacă în spectroscopia atomică s-ar include în numerotare fiecare stare excitată a atomilor, numărul atomilor diferiţi ar fi de ordinul a zeci de mii [1]).

1. PROCESE DE INTERACŢIE A PARTICULELOR ELEMENTARE

Cercetarea teoretică şi experimentală a numeroaselor procese de împrăştiere elastică şi neelastică la care participă particulele elementare a furnizat un bogat şi valoros material asupra producerii şi dezintegrării acestora, care a contribuit la cunoaşterea multor proprietăţi ale lor [2], adîncind multe aspecte în structura materiei la nivel nuclear şi subnuclear[3]. Interacţiile dintre două particule elementare sînt puţin cunoscute pînă în prezent. Aşa de exemplu, imposibilitatea de a obţine ţinte de pioni liberi nu a permis studierea interacţiei pure bipionică, $\pi - \pi$. Secţiunea eficace de împrăştiere pion — pion [4] ($\pi^+ + \pi^- \to \pi^+ + \pi^-$; $\pi^+ + \pi^+ \to$

---

[1] V. Weisskopf, „Locul studierii particulelor „elementare" în dezvoltarea fizicii moderne", în „Materialismul dialectic şi ştiinţele naturii", Edit. politică, Bucureşti, 1964.

[2] J. Jackson, „The Physics of Elementary Particles", Princeton Univ. Press, 1958.
J. Hamilton, „Theory of Elementary Particles", Clarendon Press, 1954. P. Roman, „Theory of Elementary Particles", North Holl. Publ. Co., Amsterdam, 1960.
R. Marshak, E. Sudarshan, „Introduction to Elementary Particles Physics", Interscience, New York, 1961.
K. Nishijima, „Fundamental Particles", W. A. Benjamin Inc., New York, 1963.
G. Källen, „Introduction to Elementary Particles Physics", Addison — Wesley, Inc., 1964.
D. Frisch, A. Thorndike, „Elementary Particles", D. Van Nostrand Co., Inc., 1964.
C. Swartz, „The Fundamental Particles", Addison-Wesley, Inc., 1965.
I. Curelaru, „Particule elementare. Interacţii tari", Edit. ştiinţifică, Bucureşti, 1971.
B. Martini, T. Sperman, „Elementary Particle Theory", Norh Holl. Publ. Co., Amsterdam, 1970.

[3] E. Segrè, „Nuclei and Particles : An introduction to nuclear and subnuclear physics", W. Benjamin, Inc., Reading, 1977.

[4] B. Martin, D. Morgan, G. Shaw, „Pion-Pion interaction in particle physics", Academic Press, London, 1976.

$\rightarrow \pi^+ + \pi^+$; $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0$; $\pi^\pm + \pi^0 \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$; $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$), a fost dedusă indirect studiind interacția pion — nucleon și făcînd anumite presupuneri asupra structurii nucleonului țintă (se presupune că nucleonul este compus dintr-un miez încărcat electric înconjurat de un nor mezonic cu sarcină electrică, iar interacția pionului incident cu nucleonul țintă are loc la periferia acestuia și ca urmare se reduce la interacția mezon-mezon). Dintr-un studiu al împrăștierii pion-proton [1], utilizînd un fascicul de pioni negativi, s-au obținut date interesante asupra împrăștierii cvasielastice pion-pion. S-au studiat interacțiile elastice și neelastice pion-nucleon, kaon-nucleon, hiperon (Λ, Σ)-nucleon [2], care au adus contribuții importante la clarificarea mecanismului de interacțiune dintre particulele elementare și în particular, a forțelor de interacție barion-barion. Studiul interacțiilor particulelor elementare cu nucleele atomice simple și complexe, mezon-nucleu, barion-nucleu, prezintă o mare importanță deoarece furnizează informații suplimentare asupra structurii nucleelor atomice și asupra proprietăților particulelor elementare. În cazul interacțiilor pion-nucleu și kaon-nucleu, distanța medie dintre nucleoni în nucleu este mai mare decît lungimea de undă Compton a mezonilor π și K $\left(\lambda_{\pi(K)} \simeq \frac{\hbar}{m_{\pi(K)} \cdot c}\right)$ astfel că fenomenele observate în procesele de împrăștiere sînt interpretate considerînd că interacția mezon-nucleu este predominantă. Procesele de interacție cu nucleele ușoare (deuteriu, heliu) sînt mai simple și devin mai complexe pentru nucleele grele, unde interpretarea teoretică este puternic dependentă de modelul nuclear acceptat. Pentru exemplificare, se indică cîteva procese care au loc la interacția dintre pionul pozitiv și nucleul de heliu:

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \text{ (împrăștiere elastică)} \qquad \text{(XXIV, 1—1)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+ + {}^4_2\mathrm{He}^* \qquad \text{(XXIV, 1—2)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+ + 2\,{}^2_1\mathrm{H} \qquad \text{(XXIV, 1—3)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+ + {}^3_2\mathrm{He} + {}^1_0\mathrm{n} \qquad \text{(XXIV, 1—4)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+ + 2\,{}^1_1\mathrm{p} + 2\,{}^1_0\mathrm{n} \qquad \text{(XXIV, 1—5)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^0 + {}^3_2\mathrm{He} + {}^1_1\mathrm{p} \qquad \text{(XXIV, 1—6)}$$

$$\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + {}^1_1\mathrm{p} \qquad \text{(XXIV, 1—7)}$$

Procesele (XXIV, 1—2) — (XXIV, 1—7) se produc în urma ciocnirilor neelastice, care conduc la excitarea nucleului de heliu, descompunerea sa, absorbția de pioni ș.a.

De asemenea, prezintă importanță deosebită interacțiile barion (p, Λ, Σ, Ξ)-nucleu, care conduc la formarea *hipernucleelor*. Cercetarea hipernucleelor furnizează informații asupra proprietăților interac-

[1] E. West, *Phys. Rev.*, **149**, 1089 (1966).

[2] R. Dalitz, „Nuclear interactions of the hyperons", Oxford Univ. Press, Oxford, 1965; H. Pilkuhn, „The interaction of hadrons", North Holl, Publ. Co., Amsterdam, 1967.

ției (Λ, Σ)-nucleon, hiperon-hiperon $(\Lambda - \Lambda)$, asupra unor proprietăți ale hiperonilor și asupra proprietăților nucleelor atomice.

În continuare, se discută unele proprietăți ale particulelor elementare, punînd accentul pe procesele de interacție care au loc în generarea și dezintegrarea acestora.

2. FOTONUL

Proprietățile fotonilor sînt bine cunoscute. Masa de repaus este zero, iar spinul este egal cu 1. Procesele de interacție a fotonilor cu electronii au fost studiate experimental și sînt bine fundamentate teoretic de electrodinamica cuantică. Mai puțin sînt clarificate procesele de interacție a fotonilor cu nucleonii și particulele elementare.

Fotonii se pot produce prin mai multe procese: tranzițiile între nivelele de energie ale moleculelor, atomilor și nucleelor, dezintegrarea particulelor elementare ($\pi^0 \to 2\gamma$; $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$), anihilarea particulelor și antiparticulelor, mișcarea accelerată a particulelor încărcate (radiația de frînare), mișcarea particulelor încărcate în medii lichide cu viteze mai mari decît viteza de propagare a luminii în aceste medii, $\frac{c}{n}$ (radiația Cerenkov).

Procesele de interacție determinate de forțele electromagnetice și nucleare la care participă fotonii sînt: absorbția de către nuclee, atomi și molecule, cu tranziția pe nivele superioare de energie, efectul fotoelectric, efectul Compton, generarea de pereche electron—pozitron,

$$\gamma \to e^- + e^+ \qquad \text{(XXIV, 2—1)}$$

și fotogenerarea de particule.

3. ELECTRONUL (e^-) ȘI POZITRONUL (e^+)

Electronul și pozitronul fac parte din grupa leptonilor. Masa electronului este egală cu 0,511[1], iar spinul este egal cu $\frac{1}{2}$. Ca limită inferioară pentru viața medie s-a stabilit valoarea de $2 \cdot 10^{21}$ ani [2].

Antiparticula electronului este pozitronul, e^+. Existența sa a fost prevăzută de Dirac în 1928, cînd a elaborat teoria relativistă a electronului [3], în care pozitronul este identificat ca un „gol" în stările de energie negativă.

---

[1] E. Cohen, J. du Mond, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 537 (1965).
[2] M. Möe și colab., *Phys. Rev.*, **140** B, 992 (1965).
[3] J. Bjorken, S. Drell, „Relativistic quantum mechanics", McGraw Hill Co., N. Y., 1964.

Datorită naturii pătratice a relației dintre energie și impuls:

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 + m_0^2 c^4 \qquad \text{(XXIV, 3–1)}$$

din ecuația lui Dirac rezultă că un electron cu masa de repaus m_0, care se deplasează în spațiul liber cu impulsul p, poate avea două domenii de valori ale energiei:

$$E = \pm \sqrt{p^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} \qquad \text{(XXIV, 3–2)}$$

$$m_0 \cdot c^2 \leqslant E < +\infty \text{ și } -\infty < E \leqslant -m_0 \cdot c^2$$

O particulă în spațiul liber are numai energie de mișcare $\frac{1}{2} mv^2$ (m este masa inerțială) și energie datorită masei sale de repaus $m_0 \cdot c^2$. Pentru ca energia totală să fie negativă ar trebui ca masa electronului să fie negativă, fenomen care a creat *„dilema masei negative"* (dacă s-ar realiza un sistem de doi electroni cu sarcina electrică $-e$, dar cu mase egale și opuse $\pm m_0$, atunci fiecare va acționa asupra celuilalt cu o forță de respingere, datorită sarcinilor identice, fiind accelerați continuu în același sens, „urmărindu-se" unul pe altul la infinit cu o viteză continuu crescătoare). Pentru a rezolva dilema masei negative, Dirac folosește principiul lui Pauli și consideră că toate stările permise în care electronii au masă negativă, sînt în mod normal ocupate. Originalitatea ipotezei lui Dirac, constă în faptul că ceea ce se considera ca spațiu gol, fiindcă nu are proprietăți materiale, reprezintă „stări de masă negativă care sînt ocupate". De aceea, nu este posibil să se observe în condiții normale un electron cu masă pozitivă care să cedeze atîta energie încît masa lui să devină negativă. Electronii cu masă negativă din „vidul Dirac", pot să absoarbă energie de la radiația electromagnetică $h\nu$, de energie suficient de mare (radiația gamma), care să permită saltul la o stare neocupată, adică o stare de energie pozitivă în care electronul are masă pozitivă. În urma acestui proces, vidul perfect, ocupat complet cu electroni în stare de energie negativă se transformă într-un vid imperfect din care lipsește un electron cu masă negativă, adică o particulă cu sarcina $-e$ și masa $-m$. Acest fenomen se manifestă ca prezența unei particule cu sarcina $-(-e) = +e$ și cu masa $-(-m) = +m$. Deoarece această particulă aparentă are o masă pozitivă egală cu a unui electron de aceeași viteză, ea se va comporta absolut normal față de reacțiunea sa la o forță și diferă de electron prin faptul că posedă o sarcină electrică pozitivă. Acest electron pozitiv a fost denumit *pozitron*, la sugestia lui Anderson.

Dacă energia inițială a electronului, E_i, în starea de vid perfect, înainte de a absorbi radiația electromagnetică, este:

$$E_i = -\frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad \text{(XXIV, 3–3)}$$

în urma absorbției radiației gamma de energie $E\gamma$, energia electronului, de viteză u, care se „materializează" într-o stare de energie pozitivă este dată de relația :

$$\frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = E\gamma - \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad \text{(XXIV, 3—4)}$$

Conform legii conservării energiei, energia fotonului $E\gamma$ care interacționează cu un electron din starea de energii negative, pe care îl conduce în starea de energii pozitive, după cum este prezentat schematic în figura XXIV—1, este :

$$E_\gamma = h\,\nu = \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1+\frac{u^2}{c^2}}} + \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1+\frac{v^2}{c^2}}} \qquad \text{(XXIV, 3—5)}$$

sau în funcție de impulsul celor două particule, p_{e^-} și p_{e^+} :

$$E_\gamma = h\nu = \sqrt{p_{e^-}^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} + \sqrt{p_{e^+}^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} \qquad \text{(XXIV, 3—6)}$$

Astfel, un foton de energie $h\nu$ creează un electron și un „gol", interpretat ca un antielectron sau pozitron. Procesul se numește *generarea de pereche electron-pozitron* sau, „materializarea" fotonului :

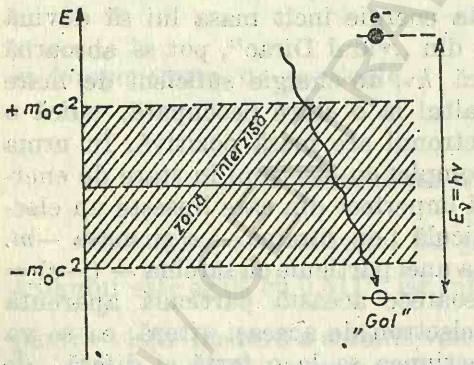


Fig. XXIV — 1. — Reprezentarea stărilor de energie pozitivă și negativă ale electronilor.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—7)}$$

Energia minimă necesară pentru ca fotonul să genereze perechea $e^+ - e^-$ se obține din relația (XXIV, 3—5) punînd $u = v = 0$:

$$E_\gamma = 2\,m_0 \cdot c^2 = 1{,}02 \text{ MeV}$$

și reprezintă mărimea care trebuie furnizată masei de repaus a fiecărei particule. Procesul de generare a perechii nu se produce în spațiul liber în absența unui cîmp extern (vidul Dirac perfect), ci în prezența unui nucleu atomic unde acționează cîmpul coulombian al nucleului care asigură conservarea impulsului [1] în interacția dintre foton și nucleu.

[1] Pentru demonstrarea satisfacerii ecuației (XXIV, 3—6) în procesul de interacție foton-nucleu : A. KOMPANEYETS, „Theoretical Physics", Foreign. Lang. Publ. House, Moscova, 1961.

În teoria relativistă a lui Dirac, din necesitatea funcției de undă cu patru componente, ecuația de propagare a electronului are patru soluții: două soluții corespund stărilor de energie pozitivă asociate celor două valori ale spinului $+\frac{1}{2}\hbar$ și $-\frac{1}{2}\hbar$, iar celelalte două sînt perfect simetrice, dar corespund stărilor de energie negativă.

Anihilarea pozitronului. Dacă un electron cu masă pozitivă ocupă „golul" din vidul imperfect (care reprezintă un pozitron) se restabilește vidul perfect, în care atît pozitronul cît și electronul au dispărut. Realizarea procesului este urmată de emisia unei radiații electromagnetice, numită *radiație de anihilare.* Acest fenomen se numește *anihilarea perechii electron-pozitron* [1] și este opus celui de generare a perechii $e^+ - e^-$. Anihilarea pozitronului prin ciocnire cu electronul se poate produce cu emisia unui foton:

$$e^+ + e^- + M \rightarrow \gamma + M \qquad \text{(XXIV, 3—8)}$$

a doi fotoni:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \qquad \text{(XXIV, 3—9)}$$

sau a trei fotoni, în funcție de viteza pozitronului, a stării cuantice a sistemului $e^+ - e^-$ și a mediului în care are loc procesul (de exemplu, un nucleu M cu numărul de ordine Z). Din teoria lui Dirac [2], pentru secțiunea eficace a procesului de anihilare bifotonică (XXIV, 3—9) $\sigma_{2\gamma}$, se obține o expresie dependentă de viteza pozitronului v_+:

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{g+1}\left[\frac{g_D^2 + 4g_D + 1}{g_D^2 - 2}\ln\left(g_D + \sqrt{g_D^2 - 1}\right) - \frac{g_D + 3}{\sqrt{g_D^2 - 1}}\right] \qquad \text{(XXIV, 3—10)}$$

în care: $g_D = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = \frac{v_+}{c}$ și $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm. Raportul dintre secțiunea eficace de anihilare trifotonică $\sigma_{3\gamma}$ și secțiunea eficace de anihilare bifotonică $\sigma_{2\gamma}$ este dependent de starea de triplet (I_t) și de singlet (I_s) a perechii electron-pozitron, după relația:

$$\frac{\sigma_{3\gamma}}{\sigma_{2\gamma}} = \frac{2I_t + 1}{2I_s + 1}\frac{4}{9\pi}(\pi^2 - 9)\cdot\alpha = \frac{1}{372} \qquad \text{(XXIV, 3—11)}$$

unde $I_t = 1$; $I_s = 0$ și α este constanta de structură fină. Secțiunea eficace de anihilare monofotonică σ_γ este, de asemenea, o funcție de v_+,

---

[1] O. Klemperer, „On the annihilation radiation of the positron", *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **30**, 347 (1934).

[2] P. Dirac, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **26**, 361 (1930).

dar puternic dependentă de Z și α. Spre exemplu, pentru $\beta \ll 1$, secțiunea eficace are forma:

$$\sigma_\gamma \simeq \frac{4}{3}\pi r_0^2 Z^5 \alpha^4 \beta \qquad \text{(XXIV, 3—12)}$$

În cazul anihilării bifotonice (XXIV, 3—9), pentru satisfacerea conservării impulsului, cei doi fotoni sînt emiși în direcții opuse, sub un unghi de 180° unul față de altul, cu energia de 0,511 MeV.

Existența pozitronului a fost stabilită pentru prima dată de Anderson [1] în 1932, din studiul plăcilor fotografice obținute în camera Wilson, plasată într-un cîmp magnetic foarte puternic și expusă la radiația cosmică. În urma interacției radiației cosmice cu substanța, pe placa fotografică se observă traiectoriile unei perechi electron-pozitron generate de radiația gamma. Aceste traiectorii sînt curbate în sensuri opuse de către cîmpul magnetic aplicat camerei, ceea ce dovedește că cele două particule au sarcini electrice de semne contrare. Observațiile lui Anderson au fost curînd confirmate de Chadwick, Blackett și Occhialini. Măsurătorile de sarcină specifică, efectuate de Thibaud în 1934, au dat pentru raportul $\frac{e^+}{m}$ o valoare care nu diferă mult de cea corespunzătoare raportului $\frac{e^-}{m}$. O altă confirmare a existenței pozitronului a fost adusă de Spees și Zahn din studiul comportării în cîmp electric și magnetic a emisiei β^+ și β^- a izotopului radioactiv ^{64}Cu. În sfîrșit, fenomenul de anihilare a fost confirmat experimental detectînd radiația gamma emisă prin metoda de înregistrare în coincidență.

O concluzie importantă care rezultă din descoperirea pozitronului este confirmarea existenței unei simetrii a sarcinilor electrice în domeniul particulelor elementare.

Pozitroniul. În 1934, Mohorovičič [2] a sugerat posibilitatea de combinare a electronului cu un pozitron formînd un pseudoatom, care este oarecum asemănător atomului de hidrogen. Pentru sistemul legat, tranzitoriu electron-pozitron, Ruark [3], în 1945, propune denumirea de *pozitroniu*, pentru care se atribuie simbolul Ps.[4]. Dacă în atomul de hidrogen, electronul se mișcă în jurul protonului, care poate fi considerat în repaus, în pozitroniu, electronul și pozitronul, care au mase identice, efectuează mișcări asemănătoare în jurul centrului lor de masă, aflat la jumătatea distanței dintre ele. Prima dovadă experimentală a formării pozitroniului a fost adusă de Deutsch[5] în 1951, prin observarea unei întîrzieri în producerea sa (de exemplu prin dezintegrarea beta plus a izotopului radioactiv artificial ^{22}Na) și anihilarea sa. Durata acestei întîrzieri este determinată de desfășurarea a două reacții de ordinul unu, cu timpi de

---

[1] O. Anderson, **43**, 491 (1933).
[2] S. Mohorovičič *Astron. Nachr.*, **253**, 94 (1934).
[3] A. Ruark, *Phys. Rev.*, **68**, 278 (1945).
[4] J. McGervey, S. de Benedetti, *Phys. Rev.*, **114**, 495 (1959).
[5] M. Deutsch, *Phys. Rev.*, **82**, 455 (1951); **83**, 866 (1951).

înjumătățire diferiți, care corespund unor valori diferite ale vieților medii ale orto-pozitroniului și para-pozitroniului.

Proprietățile fizice ale pozitroniului. Considerînd că pozitroniul are o structură analoagă cu a atomului de hidrogen, proprietățile sale (energia de legătură, raza, nivele de energie ș.a.) pot fi descrise în cadrul teoriei clasice a lui Bohr, luînd în seamă valorile diferite ale maselor reduse ale celor două sisteme $\left(\mu_H \simeq m_e\,;\ \mu_{Ps} = \frac{m_e}{2}\right)$. Astfel, energia de legătură a pozitroniului pentru numărul cuantic $n = 1$, este $W_{Ps} = 6{,}77$ eV, iar raza primei orbite este $r_0(\mathrm{Ps}) = 2r_0 = 1{,}06$ Å, r_0 fiind raza primei orbite Bohr în atomul de hidrogen.

În starea fundamentală pozitroniul există în două stări, în funcție de orientarea reciprocă a spinilor electronului și pozitronului: *orto-pozitroniul* și *para-pozitroniul*. În orto-pozitroniu, spinii celor două particule sînt paraleli ($\uparrow\uparrow$ ($\uparrow$ spinul electronului, $\uparrow$ spinul pozitronului) și formează *starea de triplet*, $^t\mathrm{Ps}$ ($^3S_1$), iar în para-pozitroniu spinii sînt antiparaleli $\uparrow\downarrow$ și formează starea de singlet, $^s\mathrm{Ps}$ ($^1S_0$). Ponderea statistică a acestor două forme este: 75% forma para și 25% forma orto. Stările de singlet și de triplet ale pozitroniului se deosebesc prin unele proprietăți ca: viața medie, mecanismul procesului de anihilare, conversia orto $\leftrightarrow$ para în prezența unor molecule paramagnetice ca: O_2, NO, NO_2. Datorită structurii de singlet și triplet și conform legii de conservare a spinului, anihilarea para-pozitroniului ($s = 0$) are loc cu emisia a doi fotoni (cu spinii $+1$ și -1):

$$^1\mathrm{Ps}\ (^1S_0) \rightarrow 2\gamma \qquad \text{(XXIV, 3—13)}$$

iar anihilarea orto-pozitroniului ($s = 1$) are loc cu emisia a trei fotoni (cu spinii $+1, +1, -1$ sau $+1, -1, -1$):

$$^t\mathrm{Ps}(^3S_1) \rightarrow 3\gamma \qquad \text{(XXIV, 3—14)}$$

sau a unui foton (cu spinul $+1$ sau -1). Din calculul constantelor de anihilare bifotonică și trifotonică prin procesele (XXIV, 3—13) și (XXIV, 3—14) se evaluează viața medie a orto-pozitroniului $\tau_t^0(\mathrm{Ps})$ și a para-pozitroniului $\tau_s^0(\mathrm{Ps})$. Luînd pentru constanta de dezintegrare a para-pozitroniului λ_s prin anihilarea bifotonică, următoarea expresie:

$$\lambda_s = \frac{1}{\tau_s^0} = 4\pi r_0^2 c\,|\Psi(0)|^2 \qquad \text{(XXIV, 3—15)}$$

unde:

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{1}{\pi}\,\frac{1}{n r_0^3(\mathrm{Ps})} = \frac{1}{8\pi n^3}\left(\frac{m_e e^2}{\hbar^2}\right)^3 \qquad \text{(XXIV, 3—16)}$$

în care $\Psi(0)$ este funcția de undă a electronului în raza de acțiune a pozitronului și n este numărul cuantic principal, pentru $n = 1$, se calculează

următoarea valoare pentru viața medie: $\tau_s^0 = 1{,}25 \cdot 10^{-10}$ s. Constanta de dezintegrare a orto-pozitroniului λ_t se calculează în concordanță cu relația (XXIV, 3—11), după ecuația:

$$\lambda_t = \frac{1}{\tau_t^0} = \frac{4}{9\pi}(\pi^2 - 9)\,\alpha \cdot \lambda_s = \frac{1}{1115}\lambda_s \quad \text{(XXIV, 3—17)}$$

din care rezultă pentru viața medie a orto-pozitroniului o valoare mai mică, $\tau_t^0 = 1{,}4 \cdot 10^{-7}$ s. Valorile vieților medii sînt dependente de mai multe condiții ca de exemplu: procesul de anihilare, conversia orto↔para-pozitroniu, reacțiile chimice ale pozitroniului.

Este bine cunoscută structura fină a nivelelor de energie ale pozitroniului, atît pentru starea de singlet, cît și pentru starea de triplet. Așa de exemplu, starea de triplet $2\,^3S_1$ este starea legată a pozitronului cu viața medie cea mai lungă, de $1{,}12 \cdot 10^{-6}$ s.

Proprietățile chimice ale pozitroniului.[1,2] Metodele experimentale de cercetare a anihilării pozitronilor (determinarea probabilității de anihilare, măsurarea vieții medii a pozitronilor în gaze, lichide și solide, cercetarea corelației unghiulare a fotonilor de anihilare) au permis observarea formării și descompunerii pozitroniului. Din procesul de generare a perechii $e^+ - e^-$, pozitroniul se formează cu o cantitate mare de energie cinetică și participă la mai multe procese de interacție, care sînt puternic dependente de natura și starea de agregare a mediului. Probabilitatea de formare a pozitroniului depinde de secțiunea eficace a fiecărui proces în parte și de probabilitatea proceselor de anihilare (XXIV, 3—8) și (XXIV, 3—9). Secvența de procese prin care pozitronul se *încetinește* în urma transferului de energie prin ciocniri elastice și neelastice, este constituită din ionizarea și excitarea moleculelor prin ciocnire neelastică cu pozitronul, excitarea nivelelor de rotație și vibrație a moleculelor, împrăștierea elastică pozitron-moleculă. La energii mici, în domeniul 2—16 eV, pozitronii lenți interacționează cu molecula M, prin procesul de „transfer al pozitroniului la electron", cu formarea pozitroniului Ps:

$$e^+ + M \rightarrow Ps + M^+ \quad \text{(XXIV, 3—18)}$$

Pozitroniul poate interacționa mai departe prin ciocnire elastică și neelastică cu moleculele M sau să disocieze prin ciocnire cu acestea. De exemplu, reacția cea mai simplă a pozitroniului:

$$e^+ + H \rightarrow Ps + H^+ \quad \text{(XXIV, 3—19)}$$

are o valoare maximă a secțiunii de reacție, la 12 eV. Cercetarea teoretică a procesului de încetinire a pozitronilor pînă la „stadiul de formare a pozitroniului", în diferite medii, a stabilit o expresie pentru probabilitatea de formare a pozitroniului în funcție de energia cinetică a pozitro-

---

1) J. Green, J. Lee, „Positronium Chemistry", Academic Press, New York, 1964.
2) V. Goldanski, op. cit., p. 13.

nilor, care conține un parametru numit *lărgimea Ore*[1]. Acesta determină domeniul de energie cinetică a pozitronilor lenți, în care se formează pozitroniul. Încetinirea pozitronilor pînă la energii mai mici decît limita inferioară a lărgimii Ore ($E_{min.}$) și procesul de captare disociativă sau nedisociativă a pozitronului la molecule sau anioni, sînt factori care împiedică formarea pozitroniului. Produșii de captare a pozitronului la molecule: $e^+ + M \rightarrow M\,e^+$; $e^+ + AB \rightarrow A + B\,e^+$ sau la anioni: $e^+ + A^- \rightarrow e^+A^-$, pot fi considerați drept combinații chimice ale pozitroniului de forma PsM^+ sau PsA, ca de exemplu:

$$CCl_4 + e^+ \rightarrow \dot{C}Cl_3 + Cl\cdot e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—20)}$$

$$C_6H_5I + e^+ \rightarrow \begin{cases} C_6H_5e^+ + I \\ \dot{C}_6H_5 + Ie^+ \end{cases} \qquad \text{(XXIV, 3—21)}$$

$$NO_3^- + e^+ \rightarrow e^+\cdot NO_3^- \qquad \text{(XXIV, 3—22)}$$

Diferența dintre masa pozitroniului și a atomului de hidrogen imprimă o comportare diferită a acestor două specii chimice în ce privește viteza reacțiilor chimice, efectele termice ale acestora și structura combinațiilor chimice. Pentru ilustrare se prezintă cîteva exemple. Energia de legătură între doi atomi de pozitroniu Ps — Ps este de 0,11 eV[2], față de 4,45 eV pentru legătura H — H. Considerînd egale electronegativitatea pozitroniului și a atomului de hidrogen, pentru energia de legătură pozitroniu—atom de hidrogen, Ps — H, se obține valoarea de 2,28 eV. Molecula PsH, *hidrura de pozitroniu* ($e^+\cdot H^-$) are o structură diferită de a moleculei de hidrogen H_2, prin faptul că singurul proton din nucleu este înconjurat de un pozitron și doi electroni[3].

În combinațiile chimice de tipul H — R și Ps — R, unde R este un radical liber, datorită diferenței dintre masele reduse ale celor două legături chimice ($\omega \simeq \frac{1}{\mu}$, unde μ este masa redusă) energia de disociere a legăturii Ps — R este mai mică decît energia de disociere a legăturii H — R și ca urmare reacțiile de substituție de forma:

$$Ps + HR \rightarrow PsR + H \qquad \text{(XXIV, 3—23)}$$

vor fi mai puțin exotermice sau chiar endotermice față de cele ale atomului de hidrogen.

---

[1] A. Ore, Univ. Berg. Arb. Naturwit. Rekke., 9, 1949. V. Goldanski, op. cit., p. 47. Pentru pozitronii lenți, probabilitatea de formare a pozitroniului ξ este dată de relația: $\xi = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max}} = \frac{\Delta}{E_{max}}$, unde $\Delta = E_{max} - E_{min}$ este lărgimea Ore. E_{min} este energia cinetică minimă a pozitronului la care se poate forma pozitroniul, iar E_{max} este cinetica maximă a pozitronului pentru care mai este posibilă formarea pozitroniului. Lărgimea Ore este dependentă de potențialul de ionizare și de excitare a moleculei cu care interacționează pozitronul.

[2] E. Hylleraas, A. Ore, *Phys. Rev.*, **71**, 493 (1947).

[3] V. Goldanski și colab., *Jurn. Exsp. Teor Fiz.*, **47**, 659 (1964).

S-au studiat multe reacții chimice ale pozitroniului în fază gazoasă și lichidă, pentru care s-au determinat constantele de viteză și energiile de activare, s-au făcut încercări pentru a stabili mecanismul de reacție, propunîndu-se forme de structură pentru complexul activat. În cazul soluțiilor apoase, s-a studiat rolul factorilor de difuzie, procesul de solvatare a pozitronului și a pozitroniului, comportarea lor în cușca de solvent ș.a.

Reacțiile chimice ale pozitroniului se grupează în trei clase:

— Reacții de substituție:

$$Ps + X_2 \rightarrow PsX + X \qquad \text{(XXIV, 3—24)}$$

— Reacții de oxido-reducere:

$$Ps + Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+} + e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—25)}$$

— Reacții de combinare:

$$Ps + CH \equiv CH - CH_2OH \rightarrow CHPs = \dot{C} - CH_2OH \qquad \text{(XXIV, 3—26)}$$

Dintre reacțiile de substituție în gaze se menționează reacția [1]:

$$Ps + Cl_2 \rightarrow PsCl + Cl \qquad \text{(XXIV, 3—27)}$$

sau reacția:

$$Ps + N_2O_4 \rightarrow PsNO_2 + NO_2 \qquad \text{(XXIV, 3—28)}$$

Calculele efectuate pentru energia de legătură $e^+ - Cl$ în *clorura de pozitroniu* PsCl, indică o valoare de 3,8 — 4,65 eV. Ținînd seama de valoarea de 6,77 eV a legăturii $e^+ - e^-$ în pozitroniu și de afinitatea pentru electron a atomului de clor, de 3,8 eV, rezultă pentru energia de legătură Ps — Cl o valoare de 0,8 — 1,65 eV (energia de legătură Cl — Cl este 2,5 eV). Pentru constanta de viteză a reacției (XXIV, 3—27) s-a obținut $k_{PsCl} = 4 \cdot 10^{-9}$ cm^3/s.

S-au studiat numeroase reacții ale pozitroniului cu ioni în soluție apoasă, ca de exemplu cu cationi:

$$Fe^{3+} + Ps \xrightarrow{k_1} Fe^{2+} + e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—29)}$$

$$Fe^{2+} + Ps \xrightarrow{k_2} Fe^{3+} + e^-Ps \qquad \text{(XXIV, 3—30)}$$

$$Cd^{2+} + Ps \rightarrow Cd^+ + e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—31)}$$

$$H^+ + Ps \rightarrow 1/2\, H_2 + e^+ \qquad \text{(XXIV, 3—32)}$$

[1] M. Deutsch și colab., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **1**, 69 (1956).

sau cu anioni :

$$NO_3^- + Ps + 4\,H^+ + 2\,e^- \rightarrow NO + 2H_2O + e^+ \quad (XXIV, 3-33)$$

Constantele de viteză $k_1 = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm³/s și $k_2 = 3{,}3 \cdot 10^{-14}$ cm³/s ale reacțiilor (XXIV, 3—29) și (XXIV, 3—30) sînt de 100 de ori mai mari decît reacțiile corespunzătoare cu atomul de hidrogen. Interpretarea rezultatelor obținute din studiul experimental al acestor două reacții și mai multe considerații cinetice (procesul de difuzie, formarea complexului activat Ps...Ac, unde Ac reprezintă acceptorul ș.a.) demonstrează clar rolul efectului de tunel în reacțiile chimice ale pozitroniului [1].

Viața medie scurtă a pozitroniului determină utilizarea sa ca sistem standard în cercetarea reacțiilor chimice rapide și ajută să se clarifice rolul factorilor de difuzie și cuantici în cinetica acestor procese.

4. NEUTRINUL

Punerea în evidență a neutrinului și cercetarea proprietăților și interacțiilor acestuia cu substanța, a format obiectul multor lucrări teoretice și experimentale [2,3].

Masa neutrinului este foarte mică sau chiar nulă [4]. Sarcina electrică este egală cu zero, iar spinul, determinat din studiul dezintegrării beta, este egal cu 1/2. Conform teoriei lui Dirac, spinul unui fermion cu masă egală cu zero, trebuie să fie orientat paralel sau antiparalel cu direcția de mișcare. După cum s-a arătat în § XIV, 3 această proprietate se numește *elicitate*. Se admite prin convenție că particulele care au spinul paralel cu impulsul au elicitate pozitivă, iar particulele care au spinul antiparalel cu impulsul au elicitate negativă. Pe cale experimentală s-a stabilit că elicitatea neutrinului este negativă [5]. Antineutrinul este o particulă identică cu neutrinul, însă are spinul opus acestuia și ca urmare elicitatea este pozitivă (vezi fig. XIV—9). În teoria dezintegrării beta, s-a stabilit prin convenție că în procesele de dezintegrare beta minus (XIV, 1—2) se emite un antineutrin, iar în procesele de dezintegrare beta plus (XIV, 1—4), neutrinul.

Interacțiile neutrinului cu substanța sînt foarte slabe și ca urmare, capacitatea de penetrare este foarte mare. Așa de exemplu, secțiunea eficace a procesului nuclear : $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ are o valoare de ordinul a 10^{-43} cm².

Cercetările teoretice [6] și experimentale [7] au arătat că există două tipuri de neutrin : *neutrinul electronic*, asociat cu dezintegrarea beta și *neutrinul miuonic*, asociat cu dezintegrarea miuonilor, care se dosebesc prin

---

1) V. Goldanski, V. Firsov, V. Șantarovici, *D.A.N.*, **155**, 635 (1964).
2) T. Allen, „The neutrino", Princeton Univ. Press., New Jersey, 1958.
3) M. Markov, „Neitrino", Izd. Nauka, Moskva, 1964.
4) D. Hamilton, *Phys. Rev.*, **92**, 1521 (1953); L. Landau, *Nucl. Phys.*, **3**, 127 (1957); T. Lee, C. Yang, *Phys. Rev.*, **105**, 1671 (1957).
5) M. Goldhaber și colab., *Phys. Rev.*, **109**, 1015 (1958).
6) K. Nishijima, *Phys. Rev.*, **108**, 907 (1957); J. Schwinger, *Ann. Phys.*, **2**, 407(1957); B. Zeldovici, *Jurn. Eksp. Teor. Fiz.*, **36**, 964 (1959).
7) G. Danby și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 36 (1962).

anumite proprietăți. Se presupune că masa neutrinului electronic ν_e este zero, iar masa neutrinului miuonic ν_μ este puțin diferită de zero.

5. MIUONUL

Se cunoaște miuonul negativ μ^-, considerat ca particulă și antiparticula sa, miuonul pozitiv μ^+. Masa lor este egală cu 206,7 m_e (105,655 ± 0,01 MeV) și spinul 1/2. Miuonii sînt deci fermioni. Nu există miuon neutru. Miuonii au fost descoperiți în radiația cosmică de Anderson și Neddermeyer [1] în 1936.

Cercetările experimentale amănunțite au arătat că miuonii rezultă din dezintegrarea mezonilor π prin procesele:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \qquad \text{(XXIV, 5—1)}$$

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad \text{(XXIV, 5—2)}$$

unde ν_μ și $\bar{\nu}_\mu$ reprezintă neutrinul miuonic și respectiv antineutrinul miuonic, sau din dezintegrarea mezonilor K^+, K^- și K^0.

Miuonii nu participă la procese de interacție tari. Ei se dezintegrează prin interacție slabă, cu o viață medie lungă, de $2{,}198 \cdot 10^{-6}$ s, prin procesele:

$$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \qquad \text{(XXIV, 5—3)}$$

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \qquad \text{(XXIV, 5—4)}$$

care se produc cu probabilitate maximă. Pentru satisfacerea legii conservării numărului leptonic total, din procesele (XXIV, 5—3) și (XXIV,5—4) trebuie să rezulte neutrinul electronic, neutrinul miuonic și antiparticulele lor. Mai multe argumente experimentale, extrase din analiza acestor două procese prin diferite metode de observare, ca de exemplu: distribuția energiei electronilor și absența radiației gamma de anihilare (care ar fi putut rezulta din anihilarea a două particule corelate între ele), susțin existența a două forme de neutrin. O dovadă directă a fost adusă în 1962, prin inițierea unor procese ale antineutrinului miuonic $\bar{\nu}_\mu$ sau ale neutrinului miuonic ν_μ cu neutronul și protonul:

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p \qquad \text{(XXIV, 5—5)}$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n \qquad \text{(XXIV, 5—6)}$$

din care rezultă numai miuoni $\mu^\pm$, fără a se forma electroni ($\bar{\nu}_\mu + p \not\to e^+ + n$). Neutrinul miuonic și antineutrinul miuonic au fost obținuți

---

[1] C. Anderson, S. Neddermeyer, *Phys. Rev.*, **50**, 263 (1936); **51**, 884 (1937); **54**, 88 (1938).

după reacțiile (XXIV, 5—1) și (XXIV, 5—2) prin dezintegrarea pionilor încărcați π^+ și π^-. Aceștia s-au obținut prin iradierea unei ținte de beriliu cu un flux de protoni cu energia de 15 BeV.

Miuoniul. Combinația tranzientă dintre un miuon pozitiv μ^+ și un electron e^- se numește *miuoniu*, $\mu^+ \cdot e^-$. În acest *pseudoatom*, electronul se rotește pe o orbită determinată în jurul miuonului pozitiv. Datorită diferenței de masă dintre miuon și electron, perechea $\mu^+ - e^-$ nu se anihilează ca perechea $e^+ - e^-$ și miuoniul are o viață medie de ordinul 10^{-6} s, dependentă de viața medie a miuonului. Miuoniul a fost obținut experimental pentru prima dată în 1960.

Mezoatomi. Dacă într-un anumit atom, un electron este înlocuit cu un miuon sau un mezon, se obține un mezoatom. Așa de exemplu, neonul miuonic este un atom de neon în care unul dintre electroni s-a înlocuit cu un miuon negativ μ^-.

Se cunoaște ionul unei molecule miuonice de forma: $[H^+ \cdot \mu^- D^+]^+$, în care protonul și deuteronul sînt legați prin intermediul miuonului negativ.

6. MEZONII

Din grupa mezonilor fac parte mezonii π (pionii), mezonii K (kaonii) și mezonii η. Spectrul de masă al mezonilor este redat în figura XXIV—2, din care se pot vedea masa și sarcina tuturor particulelor și antiparticulelor. Toți mezonii au spinul și numărul barionic egal cu zero.

Mezonii π (*pionii*) formează un triplet de sarcină: mezonul π^+, mezonul π^- și mezonul π^0. Mezonul π^- este antiparticula mezonului π^+ Pionul neutru π^0 nu are antiparticulă. (O particulă se consideră într-adevăr neutră, dacă ea este identică cu antiparticula sa, cum sînt fotonul și pionul neutru π^0). Din criteriul de neutralitate a particulei, pentru bosoni (γ și π^0) se poate introduce o caracteristică nouă: *paritatea de sarcină*. În urma transformării de conjugare a sarcinii, o particulă neutră trece în ea însăși, rămîne neschimbată sau își schimbă semnul. Particulele neutre pentru care semnul funcției de undă nu se schimbă la conjugarea de sarcină, se numesc particule pare în sarcină; astfel de particule sînt mezonii π^0. Particulele neutre la care semnul funcției de undă se schimbă la conjugarea de sarcină se numesc particule impare în sarcină; astfel de particule sînt fotonii.

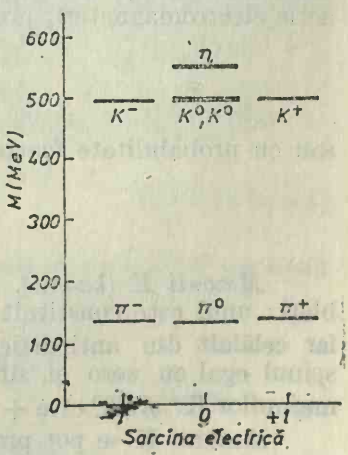


Fig. XXIV—2. — Spectrul de masă al mezonilor.

Mezonii π au fost descoperiți de Powell și Occhialini în radiația cosmică, în 1947, și au fost obținuți în laborator de Lattes și Gardner în 1948, prin iradierea unor nuclee ușoare și mijlocii cu particule alfa de

380 MeV. În general, mezonii π pot fi generați în procesele de interacție nucleon-nucleon, ca de exemplu:

$$p + p \rightarrow \pi^+ + d \qquad \text{(XXIV, 6—1)}$$

(cu respectarea legilor de conservare și energia disponibilă să depășească masa de repaus a mezonului), în procesele de interacție foton-nucleon, de anihilare antinucleon-nucleon și de dezintegrare a unor stări de rezonanțe mezonice. Pionul neutru se poate produce prin interacția pion negativ — proton:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \qquad \text{(XXIV, 6—2)}$$

Mezonii sînt instabili. Mezonii încărcați au o viață medie lungă, $\tau_{\pi^+} = \tau_{\pi^-} = (2{,}604 \pm 0{,}007) \cdot 10^{-8}$ s și se dezintegrează prin procesele (XXIV, 5—1) sau (XXIV, 5—2) cu formarea de miuoni $\mu^\pm$ și $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Procesele de dezintegrare:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \qquad \text{(XXIV, 6—3)}$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \qquad \text{(XXIV, 6—4)}$$

se produc cu o probabilitate foarte mică. Pionul neutru are o viață medie mult mai scurtă, $(\tau_{\pi^0} = 0{,}89 \pm 0{,}18) \cdot 10^{-16}$ s și se dezintegrează prin interacție electromagnetică, predominant cu formarea a doi fotoni:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (98{,}83\ \%) \qquad \text{(XXIV, 6—5)}$$

sau cu probabilitate foarte mică, prin procesul:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+ \qquad \text{(XXIV, 6—6)}$$

Mezonii K (kaonii). Grupa mezonilor K este formată din doi dubleți: unul este constituit din kaonul pozitiv K^+ și kaonul neutru K^0, iar celălalt din antiparticulele corespunzătoare K^- și $\bar{K}^0$. Kaonii au spinul egal cu zero și sînt deci bosoni de paritate pară. Hipersarcina mezonilor K^+ și K^0 este $+1$, a celor două antiparticule K^- și $\bar{K}^0$ este -1.

Mezonii K se pot produce prin interacția pion-nucleon, proton-nucleon și în procesul de anihilare nucleon-antinucleon, ca de exemplu:

$$\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0 \qquad \text{(XXIV, 6—7)}$$

$$p + n \rightarrow p + n + K^0 + \bar{K}^0 \qquad \text{(XXIV, 6—8)}$$

Toți kaonii sînt instabili și dau naștere prin dezintegrare la mezoni mai ușori, prin mai multe canale de reacție. Mezonii încărcați K^+ și K^-

au viața medie de $1{,}24 \cdot 10^{-8}$ s. Cîteva din schemele de dezintegrare sînt indicate mai jos:

$$K^+ \to \mu^+ + \nu \qquad \text{(XXIV, 6—9)}$$

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 6—10)}$$

$$K^+ \to 2\pi^+ + \pi^- \qquad \text{(XXIV, 6—11)}$$

$$K^+ \to 2\pi^0 + \pi^+ \qquad \text{(XXIV, 6—12)}$$

Prima reacție se produce cu probabilitatea cea mai mare, de 63,4%. În următoarele procese se observă că un kaon de paritate pară poate să se dezintegreze în doi pioni de paritate impară sau în trei pioni de paritate impară, ceea ce este în contradicție cu legea conservării parității și se cunoaște ca *enigma* „$\tau - \theta$" (mezonul θ se dezintegrează în doi pioni, iar mezonul τ se dezintegrează în trei pioni). Aceste procese sînt posibile deoarece dezintegrarea kaonului în pioni se produce prin interacții slabe, în care nu se conservă paritatea. Prin reacții similare cu cele de mai sus se dezintegrează și kaonul negativ K^-.

O comportare caracteristică s-a observat și la dezintegrarea mezonilor neutri K^0. Deoarece particula K^0 și antiparticula $\bar{K}^0$ au valori diferite ale hipersarcinii, $+1$ și -1, conversia uneia în alta nu este posibilă prin interacții tari. Datorită faptului că perechea de mezoni π^+, π^- sau π^0, π^0 care rezultă din dezintegrarea kaonului neutru K^0 este identică cu aceea care rezultă din dezintegrarea antikaonului neutru $\bar{K}^0$, se consideră că din cauza acestei degenerescențe, ele se pot transforma reciproc printr-un proces de interacție slabă de forma:

$$K^0 \to \pi^+ + \pi^- \to \bar{K}^0 \qquad \text{(XXIV, 6—13)}$$

Din această cauză, kaonii K^0 și $\bar{K}^0$ nu se tratează separat [1], ci ca două stări diferite K_1^0 și K_2^0, de forma:

$$|K^0> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0> + |K_2^0>)$$

$$|\bar{K}^0> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_2^0> - |K_1^0>) \qquad \text{(XXIV, 6—14)}$$

Stările $|K_1^0>$ și $|K_2^0>$ reprezintă stări proprii ale operatorului conjugării de sarcină, cu valorile proprii $C = \pm 1$. Deci, starea K_1^0 se dezintegrează numai în stări cu $C = +1$, în doi pioni, iar starea K_2^0 se dezintegrează numai în stări cu $C = -1$, în trei pioni. Deoarece canalele de dezintegrare sînt diferite, urmează că și viața medie și masele (diferența

[1] P. KABIR, „The CP — Puzzle. Strong Decay of the Neutral Kaon", Academic Press, London, 1968.

de masă dintre K_1^0 și K_2^0 este un efect de ordinul doi; mărimea sa este de aproximativ $7 \cdot 10^{-6}$ eV și se poate determina experimental) sînt diferite. Diferența de valori dintre viețile medii este determinată de faptul că dezintegrarea kaonului K_1^0 este permisă în doi pioni, iar dezintegrarea kaonului K_2^0 este permisă în trei pioni. Deoarece canalele de dezintegrare ale mezonului K_2^0 sînt mai complexe, viața medie a acestuia este mai lungă. Pentru exemplificare, în tabloul XXIV—1 se indică viața medie, modurile de dezintegrare și fracțiunea de dezintegrare a mezonilor K_1^0 și K_2^0.

TABLOUL XXIV—1

Proprietăți ale mezonilor K_1^0 și K_2^0

Particula	τ(s)	Modul de dezintegrare	Fracțiunea de dezintegrare %
K_1^0	$(0{,}86 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-$	68,7
		$\pi^0 + \pi^0$	31,3
K_2^0	$(5{,}17 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-8}$	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	21,4
		$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	12,6
		$\pi + \mu + \nu_\mu$	26,8
		$\pi + e + \nu$	38,9

Mezonul eta există numai în formă neutră η^0. S-a obținut prin procesul:

$$\pi^+ + d^+ \rightarrow 2p^+ + \eta^0 \qquad \text{(XXIV, 6—15)}$$

Are spinul egal cu zero și paritatea impară. Are masa cea mai mare din familia mezonilor, 1074 m_e(1074 MeV). Izospinul este egal cu zero. Viața medie este mult mai scurtă decît a pionilor și kaonilor, de aproximativ 10^{-19} s. Principalul mod de dezintegrare a mezonilor eta are loc prin interacție electromagnetică:

$$\eta^0 \rightarrow 2\gamma \qquad \text{(XXIV, 6—16)}$$

sau prin interacție slabă:

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 6—17)}$$

$$\eta^0 \rightarrow 3\pi^0 \qquad \text{(XXIV, 6—18)}$$

7. HIPERONII

Hiperonii au masă mai mare decît a nucleonilor. Spinul este egal cu $\frac{1}{2}$ și sînt deci fermioni de paritate pară. Pentru fiecare hiperon există și antihiperonul respectiv.

Există trei grupe de hiperoni:

— hiperonul Λ, format dintr-un singlet de spin izotopic ($I = 0$), Λ^0, are masa egală cu 2182,8 m_e (1115,26 MeV);

— hiperonii Σ constituie un triplet: Σ^+, cu masa 2327,7 m_e (1189, 4 MeV), Σ^-, cu masa 2340,6 m_e (1195,3 MeV) și Σ^0, cu masa 2331,8 m_e (1191,5 MeV);

— hiperonii Ξ reprezintă o grupă formată din doi membri: Ξ^- cu masa 2580,2 m_e (1321,4 MeV) și Ξ^0 cu masă 2566 m_e (1316,3 MeV).

Hiperonul Λ^0 a fost descoperit în radiațiile cosmice și se poate obține prin împrăștierea neelastică pion-nucleon:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \qquad \text{(XXIV, 7—1)}$$

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ \qquad \text{(XXIV, 7—2)}$$

dezintegrarea radiativă a hiperonului Σ^0:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \qquad \text{(XXIV, 7—3)}$$

interacția foton-nucleon:

$$\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ \qquad \text{(XXIV, 7—4)}$$

$$\gamma + n \rightarrow K^0 + \Sigma^0 \qquad \text{(XXIV, 7—5)}$$

Principalele canale de dezintegrare a hiperonului $\overset{o}{\Lambda}$ sînt:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \qquad \text{(XXIV, 7—6)}$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 7—7)}$$

Hiperonii Σ. Hiperonul Σ^0 s-a obținut prin reacția:

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 7—8)}$$

și se dezintegrează prin canalele (XXIV, 7—3) și

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^- \qquad \text{(XXIV, 7—9)}$$

Are viața cea mai scurtă dintre hiperonii Σ, de aproximativ $1 \cdot 10^{-14}$s. Hiperonul Σ^+ se dezintegrează cu probabilitate mare prin canalele:

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n \qquad \text{(XXIV, 7—10)}$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 7—11)}$$

BCU MSI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

iar hiperonul Σ^- prin canalul principal:

$$\Sigma^- \to \pi^- + n \qquad \text{(XXIV, 7—12)}$$

Viața medie a hiperonilor Σ^+ și Σ^- este mai lungă ca a hiperonului Σ^0, fiind de ordinul 10^{-10} s.

Hiperonii Ξ sînt de asemenea particule stabile. Dintre modurile preponderente de dezintegrare se menționează:

$$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^- \qquad \text{(XXIV, 7—13)}$$

$$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0 \qquad \text{(XXIV, 7—14)}$$

Hiperonul Ω^- a fost pus în evidență în 1964. Are o masă egală cu 3278 m_e (1675 MeV). Punerea în evidență a acestei particule a completat decapletul cu $I^\pi = 3/2^+$ conform teoriei simetriei unitare SU(3). Are o viață medie lungă de $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ s și se descompune prin cîteva canale, dintre care se menționează: $\Omega^- \to \Xi + \pi^-$.

Hipernucleele reprezintă un nucleu atomic care conține în plus un hiperon. Așa de exemplu, nucleul ^{9}Be primește un hiperon Λ_0 și formează hipernucleul $^{10}_{\Lambda}$Be. Se cunosc hipernuclee de la hidrogen $^3_{\Lambda}$H pînă la azot $^{14}_{\Lambda}$N. Studiul hipernucleelor prezintă importanță deoarece furnizează informații asupra proceselor de interacție hiperon Λ — nuclee, Λ — Λ, asupra proprietăților nucleelor atomice și permite determinarea unor proprietăți ale hiperonului Λ.

8. REZONANȚE

Cercetarea variației secțiunii eficace de împrăștiere dintre pionii încărcați și protoni a scos în evidență prezența unui maxim în jurul valorii de 190 MeV, similar unui fenomen de rezonanță, care a fost interpretat ca fiind datorat apariției unei particule elementare noi, cu viață medie foarte scurtă, numită *particulă de rezonanță* sau *complex de rezonanță*. (În mod curent, se numește rezonanță).

Rezonanțele iau naștere în urma interacțiilor tari dintre pioni, kaoni și hiperoni cu nucleonii și au o viață foarte scurtă, de ordinul $10^{-22} \div 10^{-23}$ s, descompunîndu-se în alte particule elementare.

Există mai multe tipuri de rezonanțe: *pionice* (ω, ρ, η), *kaonice* (K^{*-}, K^{*+}), *nucleonice* (Δ^0, Δ^+, Δ^-), *hiperonice* (Ω^{*-} ș.a.).

De exemplu, prin interacția unui kaon K^+ cu un neutron se formează rezonanța K^{*+};

$$K^+ + n \to K^{*+} + n$$
$$\hookrightarrow K^0 + \pi^+$$

9. CLASIFICAREA PARTICULELOR ELEMENTARE DUPĂ RELAȚII DE SIMETRIE

Impunînd anumite legi de conservare numerelor cuantice ce caracterizează particulele elementare, acestea se pot clasifica în grupuri de multipleți, de mase aproximativ egale, cu ajutorul teoriei simetriei unitare[1] a interacțiilor tari. În teoriile mai simple de simetrie multipleții sînt formați din dubleți sau tripleți, iar în teoriile cu simetrii mai înalte — la care legile de conservare se aplică la mai multe numere cuantice — particulele se grupează în multipleți (octet, decaplet) și supermultipleți (27, 35, 40 și 56 particule).

Modelul octet. După modelul octet, original numit „eightfold may"[2], interacțiile tari dintre hadroni admit simetria unitară SU(3) după care particulele care au același spin și aceeași paritate, de mase identice, se grupează în multipleți unitari: octet, decaplet. Gell-Mann[3] și Ne'emen[4] consideră barionii și mezonii pseudoscalari ca stări aparținînd reprezentării regulate[5] (octet) a grupului SU(3). Cei opt membri ai barionilor și mezonilor se pot înscrie într-o diagramă de simetrie hexagonală, în care pe ordonată se reprezintă hipersarcina Y, iar pe abscisă componenta T_z a izospinului și sarcina electrică Q. Astfel, după plasarea celor opt particule pe diagramă, se obține un hexagon regulat cu două particule în centru.

Un succes remarcabil al aplicării simetriei unitare SU(3) la clasificarea particulelor elementare l-a constituit posibilitatea de grupare a 10 particule în diagrame de simetrie triunghiulară (reprezentarea **10**) formînd mai mulți izomultipleți. În cazul decapletului barionic, cu $I^{\pi} = 3/2^{+}$, s-a stabilit că acesta este compus dintr-un cuartet $\Delta(1236)$: Δ^{-}, Δ^{0}, Δ^{+} și Δ^{++} cu spinul 3/2 și hipersarcina $Y = +1$, un triplet $\Sigma(1385)$: Σ^{-}, Σ^{0} și Σ^{+}, cu spinul egal cu 1 și hipersarcina $Y = 0$, un dublet $\Xi(1530)$: Ξ^{-} și Ξ^{0} cu spinul 1/2 și hipersarcina $Y = -1$ și un singlet, hiperonul $\Omega^{-}(1674)$ cu spinul zero și hipersarcina $Y = -2$. Singletul de spin izotopic Ω^{-} nu era cunoscut, în 1962, cînd a fost elaborată diagrama de simetrie. Existența hiperonului Ω^{-}, precum și proprietățile lui (masa, sarcina electrică, hipersarcina, modul de generare, procesul de dezintegrare) au fost strălucit confirmate în 1964[6], cînd o echipă formată din 33 de fizicieni de la laboratorul din Brookhaven l-a obținut pentru prima dată într-o cameră cu bule de hidrogen expusă unui flux de kaoni K^{-} de 33 GeV, prin reacția: $K^{-} + p \rightarrow \Omega^{-} + K^{+} + K^{0}$. Valoarea experimentală a masei (1674 MeV) concordă foarte bine cu valoarea prevăzută teoretic (1680MeV) de Gell-Mann. Deasemenea, conform prevederii, particula Ω^{-} se dezintegrează printr-un proces de interacție slabă.

---

[1] S. Gasiorowicz și S. Glashov, „Unitary symmetry", în „Advances in Theoretical Physics", 1964. P. Carruthers, „Introduction to unitary symmetry", Interscience Publ., N. Y., 1966. M. Gourdin, „Unitary Symmetries", North Holland P. C., Amsterdam 1967.

[2] M. Gell-Mann și Y. Ne'emen, „The eightfoldway", Benjamin, 1964. S. Berman, „Elements of SU(3)", în „Symmetries in Elementary Particle Physics", Acad. Press, New York, 1965.

[3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **125**, 1067 (1962).

[4] Y. Ne'emen, *Nucl. Phys.*, **26**, 222 (1962).

[5] V. Novacu și T. Vescan, *op.* cit., p. 173.

[6] V. Barnes și colab., *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 134, 204 (1964).

Modelul SU(6). În 1964, Radicati[1] și Sakita[2] au elaborat teoria simetriei unitare SU(6) prin extinderea teoriei supermultipleților SU(4) a lui Wigner[3] (aplicabilă la nucleul atomic) la hadroni. Particulele se clasifică în două grupuri de supermultipleți: supermultipletul mezonic și supermultipletul barionic. Supermultipletul mezonic conține 35 de particule provenite din octetul de mezoni pseudoscalari cu $I^{\pi} = 0^{-}$ (8 particule) și nonetul de mezoni vectoriali cu $I^{\pi} = 1^{-}$ (27 particule). Supermultipletul barionic conține 56 de particule compuse din octetul barionic cu $I^{\pi} = \frac{1^{+}}{2}$ (cu 16 particule) și decapletul barionic cu $I^{\pi} = \frac{3^{+}}{2}$ (40 de particule). Teoria supermultipleților hadronici a rezolvat multe dificultăți ale modelului octet și a adus noi contribuții la clasificarea particulelor elementare. Un succes remarcabil îl constituie descrierea corectă a proprietăților electromagnetice ale hadronilor.

Modelul quark[4]. Pentru prima dată în 1949, Fermi și Yang sugerează posibilitatea compunerii particulelor elementare din unități elementare, care ar putea constitui particulele „fundamentale". Pentru a explica spinul, izospinul și paritatea pionilor, modelul Fermi-Yang consideră că aceștia reprezintă stări puternic legate ale unei perechi nucleon-antinucleon. Generalizînd acest model, Sakata[5] elaborează modelul triplet al particulelor elementare pentru a explica straneitatea, conform căruia toate particulele sînt stări legate a trei particule fundamentale: neutronul, protonul și hiperonul Λ. Membrii acestui triplet s-au denumit *sakatoni*. Imposibilitatea de a reda structura octetului barionic $I^{\pi} = 1/2^{+}$, precum și prevederea unor stări care nu pot exista, au determinat pe Gell-Mann[6] și Zweig[7] să îmbunătățească modelul Sakata atașînd reprezentării fundamentale (triplet) a grupului SU(3) un triplet de *particule ipotetice* cu sarcina electrică *fracționară*, sarcină barionică *fracționară* și spin 1/2, numite *quark*[8]. Prin urmare, quark-urile sînt fermioni. Ei formează un dublet izospinic: quark-ul pozitiv, notat u ($\uparrow$ "up"), quark-ul negativ, notat d

---

[1] F. F. Gürsey și L. R. Radicati, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 173 (1964).

[2] B. Sakita, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 643 (1964); *Phys. Rev.*, **136B**, 1756 (1964).

[3] E. Wigner, *Phys. Rev.*, **51**, 106 (1937).

[4] R. Dalitz, „Quark model for the *Elementary Particle*", în „High Energy Physics", Les Houches Summer School, New York, 1965..H. Lipkin, „The independent Quark Model", în „High Energy Physics and Nuclear Structure", G. Alexander Ed., North Holl. Publ. Comp., Amsterdam, 1967. R. Dalitz, „Quark substructure for mesonic baryonic states", în „Tokyo Summer Lectures în Theoretical Physics", W. Benjamin Inc., 1967. H. Lipkin, „Quarks, Symmetries and Groups", în „Vth Coral Gable Conf.," W. Benjamin, Inc., 1968. V. Novacu, „Quarkurile și teoria particulelor elementare", în „Seminar de fizică teoretică", Edit. Academiei, 1968. F. Close, „An Introduction to Quarks and Partons", Acad. Press. New York, 1979; I. Barbur și A. Davies, „Fundamentals of Quark Models", Scotish Univ. Summer School în Physics, 1976; J. Nokkedee, „The „Quark Model", W. Benjamin, Inc., 1969; G. Marpurgo, „Quark and Hadronic Substructure Plenum Press, New York, 1977.

[5] S. Sakata, *Progress. Theor. Phys.*, **16**, 686 (1956).

[6] M. Gell-Mann, *Phys. Rev., Lett.*, **8**, 214 (1964).

[7] G. Zweig, CERN, Rap. Nr. 8182/Th, 401 (1964).

[8] Denumirea „quark" pentru aceste particule a fost propusă de Gell-Mann, de la cuvîntul quark introdus în lucrările literare: — Faust, de W. Goethe: *Der kleine Gott... In jeden Quark begräbt er seine Nase.* — Finnegan's Wake, de J. Joyce :...*Three quarks for Muster Mark.*

($\downarrow$ „down") și un singlet izospinic, quark-ul straniu notat s („strange") cu straneitate diferită de zero, care intră în compoziția particulelor stranii.

După acest model, hadronii reprezintă stări legate ale celor trei particule fundamentale quark. Modelul se bazează pe grupurile SU(3) și SU(6) care caracterizează simetriile stărilor legate. Lipkin[1] a pus în evidență legătura intrinsecă dintre ipoteza quark-ului și teoria supermultipleților SU(6). Ideea fizică pe care se construiește teoria supermultipleților se poate aplica hadronilor dacă nucleonii se înlocuiesc cu quark-uri. În această situație, în locul simetriei izospinice SU(2) se consideră simetria unitară SU(3) și se obține astfel grupul spinului ordinar și spinului unitar, care este un subgrup al grupului SU(6). Tripletul quark-urilor se clasifică deci după reprezentarea fundamentală 6-dimensională a simetriei SU(6). Toate particulele elementare se pot construi din quark-uri prin formarea produselor tensoriale și asociate reprezentărilor ireductibile ale grupului SU(6) care formează supermultipleții.

Simetriile SU(3) și SU(6) sînt aproximative, adică se „rup", datorită faptului că cele trei quark-uri nu sînt identice. Astfel, deoarece masa quark-ului singlet straniu s este mai mare decît masele celor două quark-uri u, d, care formează izodubletul nestraniu, se produce ruperea simetriei SU(3), iar dependența de spin a energiei de legătură dintre quark-uri determină ruperea simetriei SU(6).

În formalismul teoriei simetriei particulelor elementare modelele SU(3) și SU(6) postulează aceste simetrii cu ajutorul unor speculații abstracte bazate pe teoria grupurilor și se consideră quark-urile drept obiecte matematice. Din punct de vedere fizic nu se pot explica clar natura și originea simetriilor, precum și natura și originea interacțiilor care rup simetria SU(3). Succesul reprezentării teoretice a modelului quark, a stimulat pe fizicieni în încercările de a pune în evidență[2] quark-ul ca particulă în stare liberă — particulă fizică cu proprietăți bine determinate — atît în radiația cosmică[3], cît și în experiențele de ciocnire efectuate cu acceleratoare de particule de foarte mare energie[4]. Dacă quark-ul există în stare liberă, conform rezultatelor obținute cu acceleratoarele de particule, rezultă că acesta trebuie să aibă o masă de repaus mai mare de 4 GeV. Aceasta dovedește că stările legate ale quark-urilor sînt sisteme cu defect de masă foarte mare. Faptul că pînă în prezent quark-urile nu au fost puse experimental în evidență se datorește valorii mari a maselor lor de repaus, energiile furnizate de acceleratoare fiind insuficiente pentru generarea lor. (O pereche liberă quark-antiquark ar putea fi generată prin ciocnirea dintre un proton de energie foarte mare și un nucleon. Prin interacția quark-ului cu atomii se pot forma ioni cu sarcină electrică fracționară, a căror prezență ar indica formarea quark-ului).

Mai multe experiențe efectuate după 1960 au furnizat informații care au consolidat treptat ideea existenței quark-ului ca o particulă fizică, reală. Astfel, împrăștierea electronilor de foarte mare energie de către

---

[1] H. Lipkin, „Now we are SU(6)". Internationale centre Theoret. Phys., Trieste, 1965.

[2] L. Jones, „A rewiew of quark search experiments", preprint UMHE 76—12 Univ. of Michigan, Ann. Arbor, 1976.

[3] Mc Cusher, C. Caims, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 658 (1969); P. Kiraly, W. Wolfendale, *Phys. Lett.*, **318**, 410 (1970).

[4] T. Massam, CERN 68—24 (1968).

protoni — care se produce cu un transfer mare de moment și energie — sugerează că sarcina protonului este localizată pe anumiți centri de împrăștiere, considerați ca particule punctiforme[1] fără structură (particule Dirac cu spinul 1/2). Concluzii similare s-au extras și din analiza proceselor de împrăștiere proton-proton la energii foarte mari. Ca urmare, se consideră că nucleonii — protonul și neutronul — nu sînt particule elementare, ci sînt compuse din *partoni*[2] (nume generic pentru constituenții nucleonilor). Există două tipuri de partoni: *quark-ul* și *gluonul*. Quark-ul este o particulă punctiformă, de spin 1/2, cu masă de repaus foarte mare, încărcată cu sarcină electrică fracționară, 2/3 și —1/3. Pînă în 1974 s-a considerat că există trei tipuri de quark: u, d și s. Gluonul este o particulă vectorială, de spin egal cu 1, cu masă de repaus nulă, fără sarcină electrică; are o anumită similitudine cu fotonul.

Descoperirea, în 1974, la Brookhaven și SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*), a unor noi hadroni cu proprietăți distincte (de exemplu, mezonul vectorial Ψ, de masă 3,095 GeV) a condus la propunerea existenței unui al patrulea tip de quark, numit *șarm* (farmec)[3], notat cu c (care are masa de repaus de ~ 1,5 GeV), și a oferit un suport considerabil în favoarea ipotezei quark-urilor. Astfel, se întărește convingerea asupra existenței quark-ului și observarea sa în stare liberă sau legată devine o problemă centrală a particulelor elementare. În urma cercetărilor efectuate la laboratorul Fermi din Batavia, Chicago, în 1977 s-a anunțat existența unui al cincilea quark, cu masă de repaus ~5 GeV, numit quark-ul b (bottom). În sfîrșit, din considerente teoretice și experimentale s-a propus o nouă particulă, quark-ul t (top), cu masa probabilă de repaus mai mare de 18 GeV.

Principalele proprietăți ale quark-urilor u, d, s și a antiquark-urilor $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ sînt indicate în tabloul XXIV—1, în care:

TABLOUL XXIV—1

Proprietățile quark-urilor u, d *și* s

quark	Z	Y	B	T	T_z	S	M
u	+2/3	+1/3	1/3	1/2	+1/2	0	10 m_p
d	—1/3	+1/3	1/3	1/2	—1/2	0	10 m_p
s	—1/3	—2/3	1/3	1/2	0	—1	10,26 m_p
$\bar{u}$	—2/3	—1/3	—1/3	1/2	0		
$\bar{d}$	+1/3	—1/3	—1/3	1/2	+1/2	0	
$\bar{s}$	+1/3	1/2/3	—1/3	1/2	0	1/1	

Z este sarcina electrică, Y hipersarcina, B numărul barionic, T spinul, T_z proiecția izospinului pe axa z, S straneitatea, iar M masa quark-ului. Se observă că sarcina electrică a quark-ului u este 2/3 din sarcina electronu-

[1] J. Bjorken, în „Proceedings of 3—rd. International Symposium on Elektron and Photon Interactions", Stanford, California; J. Bjorken și E. Paschos, *Phys. Rev.*, 185, 1975 (1969). R. Feynman, *Phys. Rev. Lett.*, 23, 1415 (1969).

[2] F. Close, op. cit.

[3] De la cuvîntul *charm* = farmec.

lui, iar a quark-urilor $\mathfrak{d}$ și s este 1/3 din sarcina electronului. Unele teorii[1] au indicat pentru sarcina quark-urilor o valoare întreagă, $Z = 1$, care nu a fost confirmată de măsurătorile experimentale[2]. Masele particulelor u și $\mathfrak{d}$ sînt de 10 ori mai mari decît masa protonului, iar a quark-ului s, de 10,26 ori mai mare decît masa protonului. Antikuark-urile $\bar{u}$, $\bar{\mathfrak{d}}$, $\bar{s}$ au valori ale spinului și ale maselor identice cu ale quark-urilor corespunzătoare, dar semnele numerelor cuantice Z, Y, B, T_z și S (numai pentru s, $\bar{s}$) sînt inversate.

Structura quark-ică a mezonilor. După modelul quark-urilor, mezonii sînt stări legate, formate dintr-o pereche quark-antiquark, denumite *quarkoniu*. Cele mai simple stări ale quarkoniului au momentul cinetic $l = 0$ și sînt deci stări S : $^1S_0$ și $^3S_1$. Deoarece quark-ul are paritatea opusă antiquark-ului, stările $^1S_0$, cu spinul zero și paritatea negativă (O^-), se identifică cu nouă mezoni *pseudoscalari* $(8+1)$: π^+, π^0, π^-, η^0, η'^0, K^+, K^0, $\overline{K^0}$, K^- iar stările $^3S_1$, cu spinul egal cu unu și paritatea negativă (-1), formează un multiplet compus din nouă mezoni vectoriali: ρ^+, ρ^0, ρ^-, ω^0, Φ^0, K^{+*}, K^{0*}, $\overline{K^{0*}}$, K^{-*}. De exemplu, conform structurii biquark-ice, mezonii π se pot reprezenta în modul următor: $\pi^+(u, \bar{\mathfrak{d}})$; $\pi^0(u, \bar{u})$; $\pi^-(u, \bar{\mathfrak{d}})$, iar mezonii K, astfel: $K^+(u, \bar{s})$; $K^0(\mathfrak{d}, \bar{s})$.

Structura quark-ică a barionilor. După modelul quark-urilor, barionii sînt stări legate, formate din trei quark-uri și au numărul barionic egal cu unu $\left(3 \cdot \frac{1}{3} = 1\right)$. Deoarece quark-urile sînt fermioni, funcția de undă totală a sistemului trebuie să fi antisimetrică. Există un octet barionic (mai stabil) $1/2^+$, care cuprinde următoarele particule: neutronul, protonul Σ^+, Σ^0, Σ^-, Ξ^0, Ξ^-, Λ și un decaplet barionic $3/2^+$, format din următoarele particule: Δ^{++}, Δ^+, Δ^0, Δ^-, Σ^{+*}, Σ^{0*}, Σ^{-*}, Ξ^{-*}, Ξ^{-*}, Ω^-. De exemplu, conform structurii triquark-ice, neutronul n și protonul p sînt constituiți astfel: $n(u, \bar{\mathfrak{d}}, \bar{\mathfrak{d}})$; $p(u, u, \bar{\mathfrak{d}})$, iar structura particulelor Λ, Σ^+, Ξ^-, Δ^{++}, Ω^- este următoarea: $\Lambda(u, \bar{\mathfrak{d}}, s)$; $\Sigma^+(u, u, s)$; $\Xi^-(\bar{\mathfrak{d}}, s, s)$; $\Delta^{++}(u, u, u)$; $\Omega^-(s, s, s)$.

Numărul cuantic de colorație. Teoria quark-urilor a fost îmbunătățită prin introducerea *numărului cuantic de colorație*[3] definit în cadrul *simetriei de colorație*[4]. Dacă la nivel nuclear numărul de nucleoni care formează nucleele este determinat în mod arbitrar (de exemplu, un proton + un neutron formează deuteronul, doi protoni + 2 neutroni formează nucleul $^4_2$He, 1 proton + doi neutroni formează nucleul $^3_1$H, doi protoni + 1 neutron formează nucleul $^3_2$He), considerînd că nucleonii nu au simetrie de colorație, adică sînt „fără culoare", la nivel subnuclear numărul de particule hadronice formate din quark-uri este apreciabil limitat de *numărul cuantic de colorație*. Quark-urile posedă deci, „grade de libertate de colorație". Din această cauză, stările hadronice se formează numai prin combinarea quark-antiquark $q\bar{q}$ și triquark-ică qqq (q simbolizează quark-ul) și nu se cunosc stări legate de forma: qq; $qq\bar{q}$; $qqqq$ ș.a.

---

[1] T. Lee, *Nuovo Cimento*, 35, 933 (1965); M. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.*, B. L39, 1006 (1965).

[2] L. Alvarez și colab., *Science*, 196, 4289, 521 (1977).

[3] O. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 598 (1964); S. Glashow, *Sci. Am.*, 233, 38 (1975).

[4] A. Subnikov, N. Belov, „Couloured Symmetry", Pergamon Press, London, 1964.

„Culoarea" quark-ului exprimă un nou tip de sarcină, mai complexă decît sarcina electrică. Pentru fiecare tip de quark există trei culori diferite : roşu, albastru şi verde, atribuite prin analogie cu cele trei culori primare din spectrul vizibil. Aşa de exemplu, quark-ul u poate exista în trei stări de colorație : u(roşu), u(albastru), u(verde), caracterizate printr-un număr cuantic de colorație (prin aceasta este satisfăcut principiul de excluziune al lui Pauli). Antiquark-ul posedă de asemenea o *anticuloare*, care reprezintă culoarea complementară culorii primare. Pentru fiecare tip de antiquark există trei culori complementare diferite : bleu, galben, roz. Aşa de exemplu, antiquark-ul $\bar{u}$ poate exista în trei stări de anticolorație : $\bar{u}$(bleu), $\bar{u}$(galben), şi $\bar{u}$(roz). Prin introducerea colorației, numărul de tipuri de quark-uri şi antiquark-uri existente în natură se multiplică cu trei. Considerații teoretice din *cromodinamica cuantică*[1] şi observații experimentale au demonstrat existența colorației quark-urilor. Spre pildă, constituția particulei Ω^-(s, s, s) din trei quark-uri s, în care toate se găsesc în aceeaşi stare cuantică S(cu numere cuantice L şi S identice) este posibilă prin faptul că cele trei quark-uri au colorație diferită şi se deosebesc deci prin valoarea numărului cuantic de colorație, asigurîndu-se satisfacerea principiului de excluziune al lui Pauli. Datorită colorației nucleonului, de exemplu, sistemul triprotonic, ${}_3$Li(p, p, p) nu poate exista, deoarece în starea S cei trei protoni se găsesc în aceeaşi stare cuantică.

Combinarea quark-urilor de culori diferite conduce la formarea de *hadroni albi, fără culoare*. Un hadron de spin 1/2 se compune, în această reprezentare, dintr-un quark de o anumită culoare şi un antiquark de anticuloare, complementară ; roşu-antiroşu ; albastru-antialbastru ; verde-antiverde. Hadronii de spin întreg se compun din trei quark-uri de culori diferite pentru a conferi în final hadronului culoarea *albă*. Aşa de exemplu, *protonul alb* este constituit din trei quark-uri de culoare roşie, albastră şi verde.

Prin introducerea colorației, cromodinamica cuantică se conturează ca o nouă teorie candidată la descrierea interacțiunilor nucleare. Se consideră că în interiorul hadronilor coeziunea dintre quark-uri şi antiquark-uri se realizează prin schimbul de *gluoni virtuali, colorați*. Caracteristica importantă a gluonilor este *sarcina de colorație*. Există opt tipuri de gluoni cu sarcina de colorație diferită, rezultată din combinarea culoare-anticuloare, fără a conduce la culoarea albă. Legătura dintre quark-urile colorate se realizează prin emisia şi absorbția de gluoni cu sarcină de colorație bine definită, asigurîndu-se conservarea culorii albe a hadronilor. De exemplu, un *quark roşu* se transformă într-un *quark albastru* prin emisia unui gluon roşu-antialbastru, după cum un *quark roşu* trece într-un *quark verde* prin absorbția unui gluon verde-antiroşu.

---

[1] E. Witten, *Physics Today*, 33, 7, 38 (1980). W. Marciano, H. Pagels, „Quantum Chromodynamic", *Physics Reports*, 36C, 3, 137 (1978). E. de Rafael, „Quantum Chromodynamics as a theoretical framework of the hadronic interactions", Ecole d'été de physique des particules, Gif-sur-Yvette, 1978.

APENDICE I

V. Weisskopf, *Helv.Phys.Acta.*, 23, 187 (1950). Corelația dintre lărgimea Γ a nivelelor și distanța dintre nivelele D se poate stabili în modul următor. Să considerăm că înainte de a fi emis din nucleul compus, un nucleon încearcă ν ciocniri într-o secundă cu suprafața nucleară și de aceea mișcarea unui nucleon individual sau a unui ansamblu de nucleoni se caracterizează printr-o perioadă τ_{min}, care reprezintă intervalul de timp după care se repetă gruparea inițială a nucleonilor. Starea cu o anumită configurație a nucleonilor în nucleul compus se reprezintă cu ajutorul unei combinații lineare a funcțiilor de undă corespunzătoare unui șir de valori ale energiei. Pentru simplificare se presupune că valorile energiei acestor stări sînt separate între ele printr-un interval constant D. Energia E_n a nivelului n este atunci :

$$E_n = E_0 + nD \tag{1}$$

Funcția de undă totală a nucleului este o combinație lineară de N funcții de undă și are forma :

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^{N} a_n \cdot \varphi_n \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_n t\right) =$$

$$= \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_0 t\right) \sum_{n=1}^{N} a_n \varphi_n \exp\left(-\frac{i}{\hbar} nDt\right) \tag{2}$$

Din dependența de timp a funcției de undă $\Psi(t)$ rezultă :

$$|\Psi(t)|^2 = \left|\Psi\left(t + \frac{2\pi\hbar}{D}\right)\right|^2 \tag{3}$$

ceea ce înseamnă că funcția de undă care descrie configurația nucleonilor în nucleul compus are configurații identice la momentele t și $t + \dfrac{2\pi\hbar}{D}$, astfel că perioada τ_{min} este dată de relația :

$$\tau_{min} = \frac{2\pi\hbar}{D} \tag{4}$$

și deci configurația necesară nucleonilor pentru ca un nucleon să străbată suprafața nuclear trebuie să se repete de cîteva ori. Probabilitatea de descompunere a nucleului compus $1/\tau$, unde τ este viața sa medie, este dată de produsul dintre frecvența ν și coeficientul de transmisie prin suprafața nucleară T :

$$\frac{1}{\tau} = \nu \cdot T = \frac{T}{\tau_{min}} \tag{5}$$

Se poate observa că datorită necesității penetrării barierei nucleare ($T < 1$) viața medie a nucleului compus este mai lungă decît perioada τ_{min}. Înlocuind în ecuația (5) pe τ_{min} cu expresia (4) și ținînd seama de relația de nedeterminare $\dfrac{1}{\tau} = \dfrac{\Gamma}{\hbar}$, se obține corelația dintre Γ și D :

$$\Gamma = T\frac{D}{2\pi} \tag{6}$$

BCU VASILE ALECSANDRI UNIVERSITY LIBRARY

Din relația (6) rezultă că lărgimea Γ a unui nivel nu poate depăși valoarea $\frac{D}{2\pi}$, deoarece transparența T nu ia valori mai mari decît unitatea. În reacțiile nucleare la energii mici ale particulelor incidente (neutroni lenți) pentru coeficientul de transmisie T se poate lua expresia (XVIII, 5—46) și lărgimrea Γ ia forma:

$$\Gamma \simeq \frac{2}{\pi} \cdot \frac{k}{K} \cdot D \simeq \text{const} \cdot D \cdot \sqrt{E} \qquad (7)$$

Deoarece $k \ll K$, coeficientul de transmisie ia valori subunitare și lărgimea liniilor este mult mai mică decît distanța dintre nivele, $\Gamma \ll D$. Cu creșterea energiei particulei incidente, raportul $\frac{k}{K}$ se mărește, ceea ce determină creșterea lărgimii nivelelor. Deci la energii mari, intensitatea fenomenelor de rezonanță nucleară se atenuează, ceea ce este în perfectă concordanță cu datele experimentale.

Valorile determinate experimental pentru distanța dintre nivelele D, sînt cuprinse între $\sim$ 50 keV pentru nuclee ușoare (^{23}Na) și $\sim$ 1 eV pentru nucleele grele.

APENDICE II

Radiația cosmică este formată din fluxuri de particule încărcate, de energii foarte mari ($10^9 \div 10^{20}$ eV) care provin din spațiul cosmic. Aceste fluxuri de particule încărcate bombardează Pămîntul în mod continuu și nu depind de poziția aștrilor în spațiu. Din această cauză, radiațiile cosmice ajung la Pămînt cu aceeași intensitate din toate direcțiile posibile.

Din studiul componenței și spectrului energetic al radiațiilor cosmice la mari altitudini (utilizînd baloane, sateliți sau rachete) la distanțe variabile de la suprafața pămîntului sau sub pămînt (în mine și sub apă, s-a stabilit că acestea sînt formate din două grupe: radiația cosmică primară și radiația cosmică secundară.

Radiația cosmică primară provine din afara granițelor atmosferei pămîntești. După cum se vede în tabloul alăturat, radiația cosmică primară este constituită în cea mai mare parte din protoni (91%) și în proporții mult mai mici din nuclee ale diferitelor elemente cu $Z < 41$, cu o distribuție izotropă. Energia medie a protonilor este cuprinsă între $\sim 5 \cdot 10^9$ eV și 10^{18} eV. La energii mai mari de $5 \cdot 10^9$ eV, protonii din radiația cosmică primară pătrund în atmosfera terestră, se ciocnesc cu nucleele atomice din aer producînd descompunerea acestora cu formarea de protoni, neutroni, pioni și alte particule elementare, care constituie radiația cosmică secundară, după cum se poate vedea din figura alăturată.

Compoziția radiației cosmice primare

Nucleul	Nr. atomic	Nr. relativ de nuclee
H	1	1000
He	2	65
ușor	3÷5	1,5
mediu	6÷9	4
intermediar	10÷19	1,8
greu	>20	0,7

Unele dintre particulele componente ale radiației coosmice secundare au o viață medie foarte scurtă, se dezintegrează rapid și nu ajung departe de locul formării lor. Așa de exemplu, pionul neutru π° are o viață medie de 10^{-16} s și se dezintegrează imediat la locul formării sale în doi fotoni de mare energie: $\pi^\circ \rightarrow 2\gamma$. Prin interacția acestor fotoni cu nucleele atomice este generată o pereche electron-pozitron: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Prin interacția electronilor și pozitronilor cu nucleele atomice rezultă radiația de frînare. Pionii pozitivi și negativi π^+, π^- au

viață medie lungă de aproximativ 10^{-8} s și participă la două procese concurente: reacția cu nucleele atomice și descompunerea în miuoni μ: $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$. Pionii încărcați π^+, π^- și miuonii, împreună cu neutronii și protonii de mare energie formează componenta dură, pene-

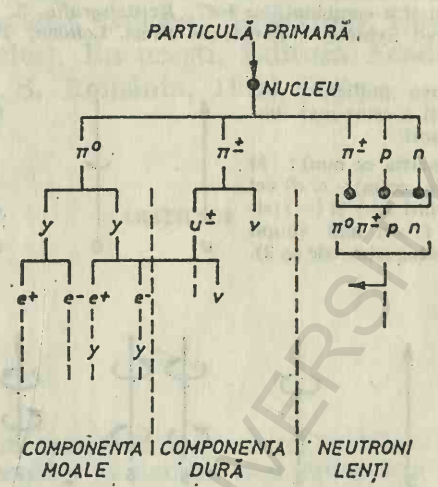


Fig. 1

trantă a radiației cosmice la altitudine superioară. La altitudine joasă și aproape de suprafața pământului componenta dură este formată în principal din miuoni. Componenta moale a radiației cosmice este formată la toate altitudinile, din electroni, pozitroni și fotoni.

APENDICE III

În simetria obișnuită elementele de simetrie ale figurilor finite sînt axele de simetrie, care se notează cu: 1, 2, 3, 4... ∞ și axele de oglindire, care se notează $\bar{1}$, $\bar{2}$, $\bar{3}$, $\bar{4}$,... $\overline{\infty}$.

Axa de oglindire de ordinul unu, $\bar{1}$ corespunde reflectării simple, fără rotație, față de un plan (în oglindă) care se numește plan de simetrie și se notează cu litera m.

Simetria completă a fost introdusă pentru descrierea simetriei scalarilor, vectorilor și tensorilor, prin extinderea simetriei obișnuite (prin suprapunere și oglindire) considerînd două forme noi de identitate: antiidentitate prin suprapunere și antiidentitate prin oglindire. După această generalizare, prin operațiile de antiidentitate prin suprapunere figurile se suprapun în urma rotațiilor obișnuite urmate de schimbarea culorii figurii în culoarea „opusă". Operațiile de antiidentitate prin oglindire suprapun figurile prin rotații cu oglindire urmate de „recolorarea" figurilor cu culori „opuse" (antisimetrie, simetrie alb-negru sau simetrie „plus-minus"). Operația de schimbare a culorii din cadrul antisimetriei este numită *antiidentitate* și se notează cu simbolul $\underline{1}$. Așa de exemplu, antirotațiile și antirotațiile cu oglindire rezultă din operațiile de înmulțire de forma: $2 \cdot \underline{1}$ $4 \cdot \underline{1}$,... $\bar{2} \cdot \underline{1}$, $\bar{4} \cdot \underline{1}$,... etc. În cadrul simetriei complete mărimilor li se atribuie două perechi de semne opuse (plus și minus); o pereche de semne are natură scalară, iar cealaltă — pseudoscalară. Fiecare mărime poate avea fie numai un semn scalar și numai unul pseudoscalar, fie numai unul dintre aceste semne. Posibilitatea de a compara mărimile pozitive și negative permite ca în cadrul simetriei complete, pe lîngă elementele de simetrie obișnuite să se introducă și *elemente de simetrie complementară*: antiaxe, notate $\underline{1}$, $\underline{2}$, $\underline{3}$...; $\underline{\infty}$ și axe de antioglindire, notate $\bar{\underline{1}}$, $\bar{\underline{2}}$, $\bar{\underline{3}}$...; $\overline{\underline{\infty}}$ ($\bar{\underline{1}} = m$). Se numește simetrie

completă, simetria tensorilor în care se ia în considerare simetria complementară. Pentru o tratare amănunțită : V. Șubnikov., „Simetria și antisimetria figurilor finite", Moscova, 1951 ; I. Jeludev, „Simetria completă a scalarilor, vectorilor și tensorilor de ordinul doi", *Kristalografia* 5, *3*, 346 (1960) ; „Grupurile limită în simetria completă a scalarilor, vectorilor, tensorilor de ordinul doi și a combinațiilor lor", *Kristalografia*, 5, *4*, 508 (1960) ; A. Șubnikov și N. Belov, „Coloured Symetry", Pergamon Press, London, 1964.

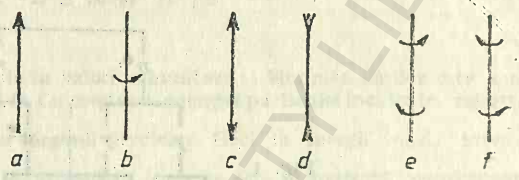


Fig. a. — Reprezentarea grafică a simetriei unor vectori și a celor mai simpli tensori.

a) Vector polar (simetria ∞ mm) ; *b*) vector axial (simetria ∞/m) ; *c*, *d*) cei mai simpli tensori polari (+) și (—) (simetrie ∞/mmm) ; *e*, *f*) cei mai simpli tensori axiali drept și sting (simetrie ∞ 2).

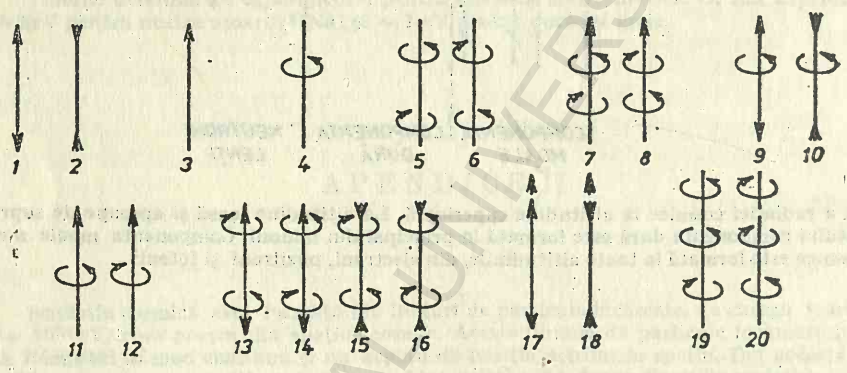


Fig. b. — Reprezentarea grafică a unor mărimi descrise de tensori de ordinul doi și de combinații ale acestora.

1, *2* — Tensori polari de ordinul doi pozitiv și negativ (grupul ∞/mmm) ; *3* — vector polar (grupul ∞/m̲mm) ; *4* — vector axial (grupul ∞/mm̲m) ; *5*, *6* — tensor axial de ordinul doi (sting și drept, grupul ∞/m̲m̲mm) ; *7*, *8* — combinații ale unui tensor axial cu un vector polar (grupul ∞/m̲) ; *9*,*10* — combinații ale unui tensor polar cu un vector axial (grupul ∞/m) ; *11*, *12* — combinații de vectori polar și axial (grupul ∞ 2̲) ; *13*—*16* — combinații de tensori polar și axial (grupul ∞ 2̲) ; *17*, *18* — combinații ale unui tensor polar cu un vector polar (grupul ∞/mm) ; *19*,*20* — combinații ale unui tensor axial cu un vector axial (grupul ∞/m̲m̲).

Pentru exemplificare, în figura *a* se indică reprezentarea grafică a simetriei obișnuite a unor vectori și a celor mai simpli tensori. (Tensorul polar de ordinul doi este o combinație lineară dintre componentele a doi vectori axiali, iar tensorul axial dintre un vector polar și axial). Reprezentarea grafică a citorva mărimi descrise de tensori polari și axiali de ordinul doi și de combinațiile acestora este redată în figura *b*. Mărimile figurate reprezintă simetria a 10 grupuri limită ale direcțiilor. Este de menționat că una și aceeași dintre reprezentările geometrice poate avea grup de simetrie diferit în cadrul simetriei obișnuite și al celei complete, deoarece pentru unele figuri sînt posibile elemente complementare de simetrie în cadrul simetriei complete. Așa de exemplu, vectorul polar (fig. *a*) are simetria obișnuită descrisă de grupul ∞ m m, iar în simetria completă este descris de grupul ∞ /m̲m m (fig. *b*, 3).

I. G. MURGULESCU, J. PĂUN

Introducere în chimia fizică. I,3. Nucleul atomic, reacții nucleare, particule elementare (Introduction to Physical Chemistry volume I. 3. Atomic Nucleus, Nuclear Reactions, Elementary Particles), București, Editura Academiei R. S. România, 1982, 608 p.

ABSTRACT

In this volume are presented the general problems concerning the structure of matter at nuclear and subnuclear level. It is divided in three main sections : the structure of atomic nucleus, the nuclear reactions and the elementary particles. In the first section, are discussed the static and dynamical properties of nuclei such as : mass, nuclear charge, nuclear radius, nuclear moments, nuclear models, radiative processes, the theory of radioactive decay, nuclear forces. The general features of nuclear reactions as well as the theory and mechanism are presented in the second section. In the last section a short view in the important field of elementary particles is given : production and properties.

The book is intended to meet the requirements of the students and teaching people interested in applications of the isotopes and radiations in physical chemistry.

Bibliotecа de Chimie

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Redactor: ing. HENRIETTA TURCU
Tehnoredactor: FELICIA BOLOCAN

Bun de tipar 18.XII.1981. Format 16/70×100. Coli de tipar 38. Planșe 1.
C.Z. pentru biblioteci mari 541. 1(021) = 59.
C.Z. pentru biblioteci mici 541.

C. 244 — I. P. „INFORMAȚIA"
str. Brezoianu nr. 23—25,
București

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BOSTON COLLEGE CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lei 41,